

# 修士学位論文

太陽風多価イオンと中性気体の衝突における  
電荷交換断面積の測定

指導教授      田沼 肇 教授

平成 29 年   01 月   12 日   提出

首都大学東京大学院  
理工学研究科 物理学専攻  
学修番号: 15879303

氏名: 内倉 義届

## 概要

1994 年, X 線天文衛星 ROSAT によって軟 X 線放射に関して全天方向での観測が行われた. その際に, 背景放射と考えられる領域から, 強度が数日間の周期で変動する軟 X 線放射が観測された. また, 1996 年には百武彗星から軟 X 線放射が観測され, この百武彗星を皮切りに様々な彗星からも軟 X 線放射が次々と発見された. 今日では, これらの軟 X 線放射は太陽風に含まれる多価イオンと彗星に含まれる中性ガスとの衝突による電荷交換反応と相関していることが判明している. このことから, 宇宙空間における軟 X 線背景放射の一部が太陽風と地球近傍や太陽系内の希薄な中性粒子との電荷交換反応に由来するものであると考えられるようになった. 「すざく」などの X 線天文衛星で観測された電荷交換反応由来の輝線に関して定量的な解析を行うためには, 電荷交換断面積や発光断面積の測定が必要である. 本研究では, 宇宙空間と同じ衝突条件下における電荷交換断面積の測定を行った.

N および O の水素様多価イオンを 14.25 GHz 電子サイクロトロン共鳴型イオン源で生成し, 10 - 15 keV の電位差でイオンを引き出し, 磁場を用いて価数選別を行った. その後, 衝突セルに導入した中性ガス He と衝突させ, 宇宙空間での電荷交換反応を再現した. 太陽風の速度は 0.2 - 4.2 keV/u であるが, 低速イオンビームを高強度で生成することは困難なため, 衝突セルに正の電圧を印加することで減速を行い, 太陽風速度を実現した. また, 標的中性ガスの圧力の絶対値を測定するためにキャパシタンスマノメータを用いた.

電荷交換断面積は, 衝突セルの後方に設置された平行平板電極に電圧を印加して, 入射イオンと反応したイオンの価数の違いを利用して価数選別することで測定した. 測定結果は, 2 中心原子軌道緊密結合法 (Two-Center Atomic Orbital Close Coupling 法, TC-AOCC 法) による理論計算値, スケーリング則, 及び他の報告値と比較した.  $N^{6+}$ -He および  $O^{7+}$ -He 系の電荷交換全断面積及び, 一電子移行断面積について共に, TC-AOCC 計算による値や他の実験報告値と良く一致した. 一方, 二電子移行断面積は実験値, 理論値共に同衝突領域での他の報告は存在せず, 初のデータとなった. しかし, 多電子捕獲過程における半経験的スケーリング則とは大きく外れた断面積となった. これはこの半経験的スケーリング則が移行電離過程を含んでいることや,  $15 \leq q \leq 40$  の多価イオンの断面積を主に参考としたことが原因となっていると考えられる. 一般的に 1 - 25 keV/u の衝突エネルギー領域における断面積は大きな衝突エネルギー依存性を持たないとされているが, より広い衝突エネルギー領域での断面積の測定をすることで真値を考察する必要がある.

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	多価イオン物理学 . . . . .	1
1.2	低速多価イオン衝突 . . . . .	2
1.3	多価イオン源 . . . . .	3
1.4	太陽風電荷交換反応 (Solar Wind Charge Exchange) . . . . .	5
第 2 章	原理	9
2.1	ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) . . . . .	9
2.2	電荷交換反応 . . . . .	13
第 3 章	実験	21
3.1	実験装置 . . . . .	21
3.2	解析 . . . . .	26
3.3	電荷交換断面積測定方法 . . . . .	29
第 4 章	結果および考察	35
4.1	電荷交換断面積 . . . . .	35
4.2	スケーリング則との比較 . . . . .	40
4.3	誤差評価 . . . . .	44
第 5 章	まとめ	45
付録 A	静電型イオン分析器 - 部品図	47
	謝辞	57
	参考文献	59



# 目次

1.4.1	ROSAT 衛星による軟 X 線全天マップ [11]	5
1.4.2	すざく衛星による軟 X 線スペクトル [14]	5
2.1.1	a. コイル配置と磁力線, b. 磁束密度	10
2.1.2	6 極磁石の作る磁場	12
2.2.1	COBM における 1 電子捕獲過程	16
3.1.1	ECR イオン源の断面図	21
3.1.2	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> ガス導入時の質量スペクトル	22
3.1.3	首都大学東京に設置されているビームライン全体の概略図	23
3.1.4	引き出しレンズの断面図	24
3.1.5	SIMION によるイオン引き出しのシミュレーション	24
3.3.1	電荷交換断面積測定用ビームライン	29
3.3.2	衝突セル及び, 周辺レンズ系	29
3.3.3	静電型イオン分析器の概略図 (上)	31
3.3.4	静電型イオン分析器の概略図 (横)	31
3.3.5	O <sup>6+</sup> (90.0 keV)-He 衝突時の偏向によるスペクトル (右拡大)	32
3.3.6	SIMION 8.0 によるシミュレーション	32
4.1.1	O <sup>7+</sup> - He の電荷交換全断面積及び, 一電子移行断面積 [30][31][22]	36
4.1.2	O <sup>7+</sup> - He の二電子移行断面積	37
4.1.3	N <sup>6+</sup> - He の電荷交換全断面積及び, 一電子移行断面積 [32][19][30][22]	38
4.1.4	N <sup>6+</sup> - He の二電子移行断面積 [19]	39
4.2.1	O <sup>7+</sup> - He の電荷交換全断面積及び, 一電子移行断面積とスケーリング則の比較 [33][34][35][29]	42
4.2.2	O <sup>7+</sup> - He の二電子移行断面積とスケーリング則の比較 [29]	42
4.2.3	N <sup>6+</sup> - He の電荷交換全断面積及び, 一電子移行断面積とスケーリング則の比較 [33][34][35][29]	43
4.2.4	N <sup>6+</sup> - He の二電子移行断面積とスケーリング則の比較 [29]	43



# 表目次

3.1	TMU ECRIS の主なパラメーター . . . . .	22
3.2	衝突セル部及び, レンズ系の各種名称と中心径 . . . . .	30
4.1	$O^{7+}$ - He の電荷交換全断面積及び, 一電子移行断面積 . . . . .	36
4.2	$O^{7+}$ -He の二電子移行断面積 . . . . .	37
4.3	$N^{6+}$ - He の電荷交換全断面積及び, 一電子移行断面積 . . . . .	38
4.4	$N^{6+}$ -He の二電子移行断面積 . . . . .	39
4.5	一電子移行スケーリング則による電荷交換断面積 . . . . .	41
4.6	Selberg [29] 多電子移行スケーリング則による電荷交換断面積 ( $r$ :移行電子数) . . . . .	41
4.7	電荷交換断面積の誤差評価 . . . . .	44





# 第 1 章

## 序論

### 1.1 多価イオン物理学

原子物理学において、多価イオンを対象とした研究は様々な発展を遂げてきた。多価イオンとは中性原子や分子から電子を二つ以上剥ぎ取ったものである。多価イオンはクーロンポテンシャルからなる莫大な内部エネルギーを持っており、他の物質との相互作用が大きいことが知られている。

現代社会においては、半導体製造、医療などの様々な分野において多価イオンを用いた研究が役立てられている。一方で、多価イオンの特性やその衝突過程に関しては未知の部分が多く、多価イオンと物質との相互作用に関するデータが、様々な応用分野から基礎データとして必要とされている。核融合炉では熱核融合プラズマ中に存在する多価イオンがプラズマのエネルギー損失の原因として問題となっている。これは多価イオンがプラズマ中の粒子と衝突したとき、プラズマの熱運動エネルギーを光として放出することで、プラズマの温度を下げるためである。近年では、国際熱核融合炉 (ITER) の内壁やダイバータの一部にタングステンが使用される予定であり、その際にタングステンの多価イオンが核融合プラズマの温度を下げることが懸念されている。プラズマ中に拡散したタングステン多価イオンからの発光観測がプラズマ診断に用いられると期待できることから、タングステンに関する分光や電荷移行断面積などの基礎データが必要とされている。同様に宇宙物理学においても、様々な天体や彗星近傍からの発光スペクトルの解析において基礎データが必要とされている。

## 1.2 低速多価イオン衝突

多価イオンと中性原子が衝突する際、想定される非弾性過程としては基本的に以下の4つが挙げられる。

$$X^{q+} + Y \longrightarrow \left\{ \begin{array}{ll} X^{(q-r)+} + Y^{r+} & : \text{電荷移行反応} \\ X^{q+} + Y^{r+} + re^{-} & : \text{標的のイオン化} \\ X^{(q+r)+} + Y + re^{-} & : \text{入射イオンのイオン化} \\ X^{q+} + Y^{*} & : \text{標的の励起} \end{array} \right.$$

これらの反応の起こり易さは衝突粒子間の相対速度によって異なる。衝突粒子間の相対速度における「低速」及び「高速」の判断基準は、標的内電子の古典的な速度が一般に基準とされる。イオンと標的が非常に速い速度で衝突すると、標的に束縛された電子が多価イオンに移行しづらくなり、その代わりに多価イオンの運動エネルギーの一部が標的電子に移行する“標的のイオン化”断面積が大きくなる。また多価イオン自身の電子が剥がされる“入射イオンのイオン化”断面積も大きくなる。逆に、イオンと標的が電子の運動速度以下で近づけば、多価イオンのクーロン力によって引き出された標的内電子はイオンの電子軌道に移り易く、電荷移行反応が主要になる。本研究で実験を行った「低速」と定義する速度領域は、衝突する粒子同士の相対速度が古典的な水素原子内電子の軌道速度である  $1 \text{ au } (\simeq 2.19 \times 10^6 \text{ m/s})$  よりも遅く、衝突反応においてイオン化よりも電荷移行が優勢になる速度領域である。

多価イオンは非常に大きな内部エネルギーを持っているため、電荷移行衝突過程において単に標的の最外殻電子が移行する以外にも様々な現象が存在する。多価イオンへの電子の移行が一電子だけでなく、一度に二つ以上の電子が移行する多電子捕獲過程 - この際、入射多価イオンの多重励起状態が生成し、この多重励起状態が脱励起する際に他の電子がその余剰エネルギーによって放出される“Auger 効果”という現象も見られる。また、一度に複数の電子を失った分子や固体表面がクーロン斥力によって崩壊する“クーロン爆発”という現象も知られている。その為、原子レベルでの静的過程だけでなく動的過程にも関心が持たれており、多価イオンに関する多くの研究がなされている。

## 1.3 多価イオン源

多価イオンを用いた実験が 1970 年代から飛躍的に進展した要因の一つとして、多価イオン源の性能向上が挙げられる。高性能な多価イオン源の出現によって、プラズマ中の多価イオンの発光を観測する従来の受動的な分光学的研究に替わり、直接イオン源から多価イオンを取り出して粒子や固体に衝突させ能動的に多価イオンの原子過程を調べる研究が盛んに行われるようになった。

多価イオン源として現在用いられているものは、大別すると次の 6 種類に分けられる。

- 
- (1) 放電型
  - (2) ストリッピング型
  - (3) リコイル 2 次イオン型
  - (4) 光イオン化型
  - (5) ECRIS (Electron Cycrotron Resonance Ion Source)
  - (6) EBIS (Electron Beam Ion Source), EBIT(Electron Beam Ion Trap)
- 

(1) 放電型は最も簡単な原理である為に古くから利用されてきたイオン源である。不安定で多電子を剥ぎ取ることは難しく、比較的低価数のイオンしか生成出来ないが、最近では改良が施されてペニング (PIG) イオン源やデュオプラズマトロンイオン源 etc... として使用されている。

(2) ストリッピング型は別のイオン源で生成された低価数の 1 次イオンを、C 等の薄膜を通過させることで、衝突によりイオン自身を電離させる方法である。最近では、薄膜の代わりにプラズマを通過させることで電離させる方法も研究されている。

(3) リコイル 2 次イオン型は、1 次イオンが標的ガスを電離することで目的のイオンを生成する方法である。(2) 及び (3) は、何れも高エネルギーの 1 次イオンを必要とするので、加速器施設で用いられる。

(4) 光イオン化型は、強力なレーザーをターゲット物質に照射して、イオンを生成させる方法である。

(5) ECRIS と (6) EBIS は逐次電離を用いた方式で、価数の高いイオンを生成することが可能であり、上に述べた 6 種のイオン源のうち現在最も広く用いられている。

多価イオンを生成する際、中性粒子を逐次電離していく方法は同時に多重電離させる方法よりも以下の 2 点において優れている。まず挙げられるのは、同時に多数の電子を剥ぎ取る場合よりも与えるエネルギーが少なく良い点である。Carlson *et al.* による計算でも示されているように、原子及びイオンのイオン化エネルギーは電離度が大きくなるに従い増加する [1]。同時に電離する場合は全てのイオン化エネルギーの総和を一度に与えなければならないのに対し、逐次電離という方法では最後に電離される 1s 軌道電子の電離エネルギーさえ与えれば、裸イオンの生成も可能となる。次に、同時に多数個の電子を電離するという多

電子電離断面積は, Lotz *et al.* による半経験的な理論で与えられる 1 電子電離断面積に比べ圧倒的に小さいので, 例え多重電離に必要なエネルギーを注入出来たとしても 1 電子ずつ電離させた方が生成断面積が大きくなるという点が挙げられる [2]. 例えば Schram *et al.* による中性 Ne 原子の電子衝突による  $\text{Ne}^{4+}$  の生成断面積測定によれば, 直接  $\text{Ne}^{5+}$  が出来る断面積は  $\text{Ne}^{4+}$  から  $\text{Ne}^{5+}$  が出来る逐次電離の場合より 4 桁も小さい [3]. 断面積は価数が増えるに従って減少するが, その減り方も多電子電離断面積の方が著しい.

これらの事実から, 多電子の同時電離による多価イオン生成法よりも長時間イオンを閉じ込め逐次電離していく生成方法の方が, エネルギーの点においても多価イオン生成効率の点でも優位にあることが理解出来る. 次に, これら逐次電離を用いた ECRIS と EBIS について簡単に述べる.

### 1.3.1 ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source)

ECR 型イオン源はフランス原子力庁グルノーブル核融合研究所の Geller *et al.* により開発された [4, 5]. 磁場中でサイクロトロン運動する電子をマイクロ波によって共鳴的に加速させ, 試料ガスとして入れた原子や分子を逐次電離することで多価イオンを生成する. その過程で生成されるプラズマは, ミラー磁場と六極磁場によって閉じ込められる. イオンビームとして使用する際は, プラズマから漏れ出たイオンを静電的に引き出すことにより得られる. 得られる多価イオンの価数は中程度であり, プラズマポテンシャルに依存してイオンビームのエネルギー幅が大きい. 又, 準安定状態のイオンも同時に生成してしまうという欠点もあるが, 大電流のイオンを安定的に供給することが出来るという点で他のイオン源よりも優れている. 現在, 多くの重イオン加速器でイオン入射系で用いられている.

### 1.3.2 EBIS (Electron Beam Ion Source)

EBIS は旧ソ連のドブナ原子核研究所の Donets によって提唱され実現された [6, 7]. 強磁場により高密度化した電子ビームを用いて, 電子ビームの空間電荷による動径方向の電場と軸方向に設けた外部電場により, 生成イオンを電子ビーム内に閉じ込めて逐次電離を行う. ECR 型イオン源に比べビーム強度では劣るが, 逐次電離効率が高く生成イオンの価数分布がよい. 薄膜等によるストリッピングでの電離が不可能な低エネルギー領域での高電離型イオン源として強力である. また同じ原理で多価イオンを生成し電子ビーム内にイオンをトラップする EBIT (Electron Beam Ion Trap) では, 重元素で裸に近い状態のイオンを生成することも可能となっている.

## 1.4 太陽風電荷交換反応 (Solar Wind Charge Exchange)

宇宙 X 線背景放射は、個々の天体から放射される X 線とは異なり宇宙のあらゆる方向からやってくる。2 keV 以上のエネルギー領域ではそのほとんどが多くの暗い系外 X 線天体からの X 線が重なったものと考えられていて、実際に 2-10 keV のエネルギー領域では、すでに殆どすべてが微弱な X 線源に分離されている [8]。一方、1 keV 以下のエネルギー領域では銀河系外の点源の関与は少なく、半分以上がわれわれの銀河系の円盤やハローに存在する高温星間物質によるものと考えられており、銀河系外の高温銀河間物質によるものの可能性もある。このような広がった高温ガスの存在は X 線天文学の初期段階では知られていたが [9]、その分布や起源、物理状態についてはほとんど分かっていない [10]。1994 年、ドイツの天文衛星 ROSAT の軟 X 線全天探査によって図 1.4.1 にある軟 X 線背景放射に関する精密な全天地図の作成が行われた。その際観測データに、1 日程度の時間スケールで 2 倍以上増光する強度変動が観測された [11]。銀河系の円盤やハローの高温星間物質であれば 1 日という短い時間スケールで強度変動を起こすことは考えられないため、謎の X 線増光は太陽系が起源であると考えられたが、当時はその起源を突き止めることができなかった。ところが、1996 年に百武彗星からの X 線放射が発見された [12]。この百武彗星を皮切りに、その他様々な彗星からの X 線放射が次々と発見され、X 線放射は多くの彗星に共通してみられる事象であることがわかった。その後の研究により、X 線放射の原因は“太陽風に含まれる多価イオンと彗星の中性物質との衝突による電荷交換反応”であることがわかった。彗星からの電荷交換反応による X 線放射が認識されるにつれ、軟 X 線背景放射の一部は太陽風と地球近傍や太陽系内の中性物質との衝突による電荷交換反応によるものと考えられるようになった [13][14]。

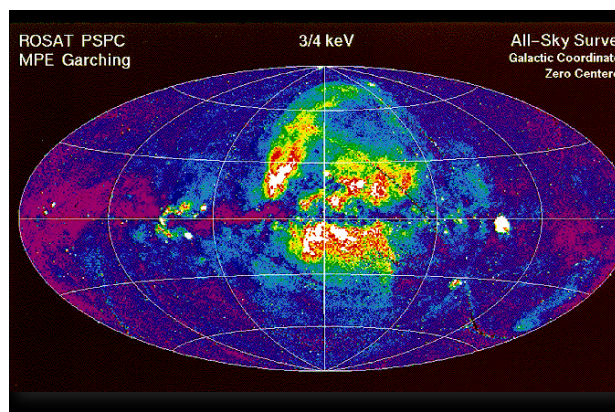


図 1.4.1 ROSAT 衛星による軟 X 線全天地図 [11]

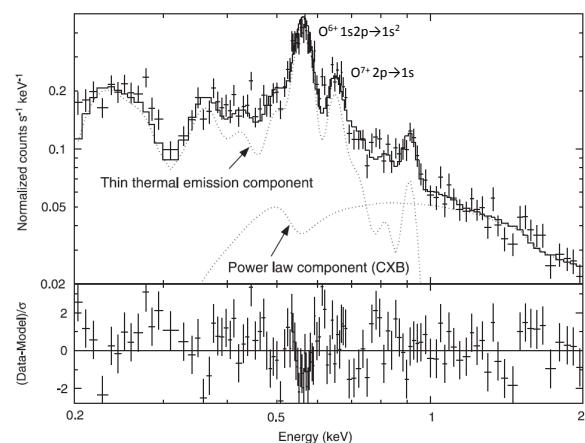


図 1.4.2 すざく衛星による軟 X 線スペクトル [14]

その後, ROSAT 衛星の全天探索中に見られた謎の X 線増光と太陽風のフラックスについての相関が示され [15], 太陽風電荷交換反応によるものであるという理解がなされた. すぐく衛星によって得られた軟 X 線のスペクトルを図 1.4.2 に示す.  $O^{7+}$  の一電子捕獲後による  $O^{6+}(1s2p \rightarrow 1s^2)$  の遷移が主要な発光ラインとして観測されており, 続いて  $O^{8+}$  の一電子捕獲後の  $O^{7+}(2p \rightarrow 1s)$  遷移が太陽風電荷交換反応においては主要な遷移である. その他にも, 太陽風に含まれる炭素やネオン, マグネシウムなどのスペクトルも得られている.

又, 近年では太陽系以外の場所でも電荷交換反応が見つかっており, 代表例として, Cygnus Loop の超新星残骸があげられる [16]. Cygnus Loop の縁の方向に関して詳細にスペクトルを解析していくと, 熱放射やシンクロトロン放射では説明できない領域があり, この領域で起こっている反応が電荷交換反応であると考えられている. とりわけ,  $O^{7+}$  の一電子捕獲後による  $O^{6+}$  の  $n=3-5$  の励起状態から基底状態への遷移が, 許容, 禁制遷移ともに観測されており, 電荷交換反応である可能性が示されている.

また, M82 銀河方向からも電荷交換反応に由来する X 線が観測されている [17]. これは, He 様 O, Ne, Mg の  $1s2p \rightarrow 1s^2$  遷移の中に, プラズマ内の熱運動や電子衝撃による励起が支配的な環境では観測されにくい 3 重項状態からの発光も含まれていることから, 電荷交換反応由来のものであることが推測されている.

このように, 近年は宇宙空間のさまざまな場所からも電荷交換反応が発見されるようになり, 詳細な解析のためにも実験室での反応の再現と発光断面積の測定が求められている.

### 1.4.1 太陽風

太陽風は電氣的に中性なプラズマの流れであり, 以下のような種類で構成されている.

負の電荷	正の電荷
e	$H^+, He^{2+}, C^{q+}, O^{q+}, Ne^{q+} \dots$

それぞれの多価イオンの価数  $q$  は, 水素様や裸に対応する. 正電荷のうち 95 % は  $H^+$ , 3 % 程度が He であり, それ以外がその他のイオンに相当する. 地球付近での密度は  $1\text{cm}^3$  中に 10 個程度である. 速度は 2 成分存在し, 遅い成分が 200 - 400 km/s, 速い成分が 700 - 900 km/s である. 又, 太陽風が地球へ到達する際には地磁気の影響をイオンが受けるため, 斜め  $45^\circ$  方向から入射している.

### 1.4.2 先行研究

実験室における太陽風電荷交換反応の研究は 2000 年頃から始まり、現在までに様々なグループで実験が行われてきた。Greenwood ら [18] は O, Ne の水素様、裸のイオンを彗星に含まれる  $\text{H}_2\text{O}$  や  $\text{CO}_2$  を標的分子とした系における電荷移行断面積の測定が試みられた。その後、Ishii ら [19] が octopole ion beam guide を用いた低エネルギー領域における  $\text{C}^{q+}$ ,  $\text{N}^{q+}$ ,  $\text{O}^{q+}$  ( $q = 2-6$ ) と He の電荷移行断面積。又、Oak Ridge のグループ [20] では C, O の水素様、裸のイオンを H 原子と合流ビーム法を用いて電荷移行断面積の測定を行っている。この手法ではイオンと原子の相対速度を変えることにより、低エネルギー領域まで測定することが可能となっている。又、Lawrence Livermore National Laboratory では EBIT を用いた分光実験が行われ [21]、生成した  $\text{O}^{7+}$  イオンを彗星に含まれる  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$  などのターゲットガスを導入することで、低エネルギー領域の電荷交換反応を実現している。しかし、これらの実験ではイオンの速度が太陽風の速度より非常に遅いため、実際の太陽風の観測に役立てるのは難しいというのが現状である。

### 1.4.3 本研究のこれまでの成果

現在までに、C, N, O の水素様および裸イオンを入射イオンに、He,  $\text{H}_2$  を標的として用い、ターゲットガスをビーム軸に対して真下からガスジェットで吹くことで、電荷交換反応を実験室系で再現し測定を行っていた。しかし、この方法では衝突領域にあるターゲットガスの圧力を精密に知ることが出来ないため、絶対値を求めることが出来なかった。そこで、絶対値を求めるためにターゲットガス導入をガスジェット方式からガスセル方式に変更し、圧力計にキャパシタンスマノメータを用いた。これによりターゲットガス圧の絶対値を求めることができ、より定量的な議論を可能にした。実験装置変更後からは、C, N, O の裸及び、水素様イオンとターゲットガスに He,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4$  を用いた電荷交換断面積及び、発光断面積の絶対値を測定した [22][23]。結果は、発光断面積については TC-AOCC 法の理論値を非常に良く再現したが、電荷交換断面積の多くが理論値や過去の研究報告値と数倍程度異なる値となった。

### 1.4.4 研究目的

前述のとおり、宇宙空間で観測された X 線スペクトルの定量的な解析には電荷交換断面積と発光断面積の絶対値が必要である。しかし、現在それらの値は非常に乏しい。そのため本研究では、実験室で宇宙空間と同様の条件下で太陽風電荷交換反応を再現し、電荷交換断面積の絶対値測定を行い、断面積のベンチマークとなる値を求めることを目的に研究を進めた。





## 第 2 章

# 原理

この章では本研究で使用した多価イオン源 (ECRIS) における多価イオン生成の原理と, 多価イオンと標的気体が衝突する際の電荷移行反応を COBM (Classical Over the Barrier Model, 古典的オーバーバリアモデル) を用いて説明する.

### 2.1 ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source)

磁場中において運動する電荷はローレンツ力によって磁力線に巻き付く様な螺旋運動を行う. 電荷を  $q$ , 磁束密度を  $B$ , 荷電粒子の質量を  $m$ , 磁場に垂直な速度成分を  $v_{\perp}$  とすると,

$$m \frac{dv_{\perp}}{dt} = qv_{\perp} B \quad (2.1)$$

となる. 従って, この螺旋運動の周波数  $\omega$  は,

$$\omega = \frac{v_{\perp}}{2\pi r} \quad (2.2)$$

$$= \frac{qB}{2\pi m} \quad (2.3)$$

と表され, サイクロトロン周波数と呼ばれている. 電子の場合,  $m = m_e, q = e$  であるため, 電子サイクロトロン周波数  $\omega_e$  は,

$$\omega_e = \frac{eB}{2\pi m_e} \sim 2.80B \times 10^{10} \text{Hz} \quad (2.4)$$

となる. この電子サイクロトロン周波数に等しい周波数のマイクロ波を電子に印加すると, 共鳴的に吸収し電子の運動エネルギーが増大する. これを ECR (Electron Cyclotron Resonance, 電子サイクロトロン共鳴) という.

本研究では, ECR を利用した多価イオン源である ECRIS (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) というイオン源を使用した. ECR 加熱された電子が中性粒子・多価イオンと衝突することで電子を叩き出し逐次電離することによって多価イオンを生成するイオン源である.

電子はイオンより質量が極めて小さいので, プラズマ中での熱運動の速度はイオンに比べて圧倒的に大きい. このため, 電子の方が拡散し易く, 電荷分離が起きてプラズマの中性状態が崩れるが, 同時に電子とイオンの間に互いに引き合うクーロン力が働くので, 電子の拡散が抑えられ, 逆にイオンの拡散が加速されていく. こうしてプラズマは中性状態を保ちながら, 電子はイオンと同速度で拡散することになる. 従って, 電子を閉じ込めることによってプラズマを閉じ込めることができる.

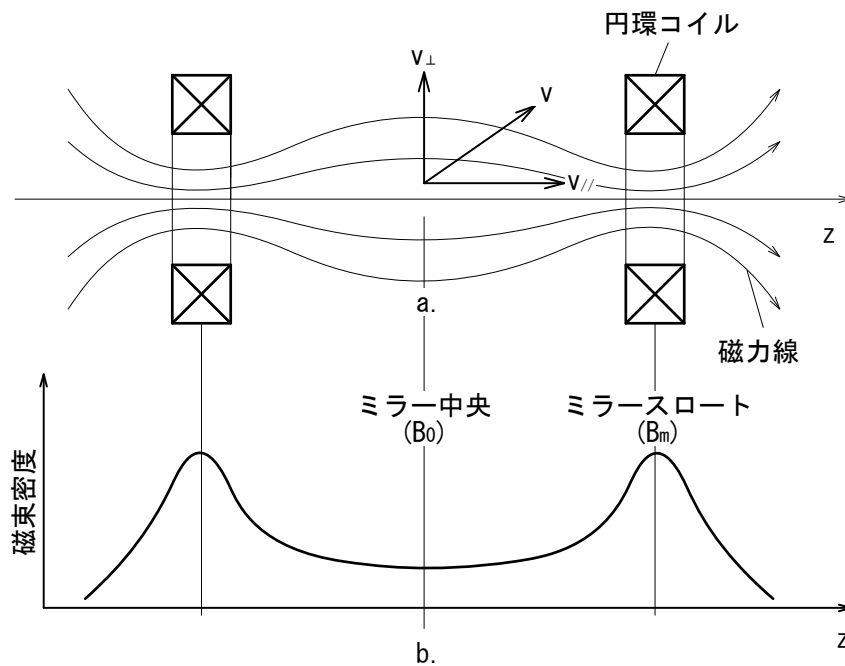


図 2.1.1 a. コイル配置と磁力線, b. 磁束密度

ECR において一様な磁場をかけてもプラズマを閉じ込めることは出来ないので, ECR イオン源では軸方向にはミラー磁場, 動径方向には 6 極磁場を用いることでプラズマの閉じ込めを可能にしている. ミラー磁場は図 2.1 に示すような両端の磁場を強くした紡錘形の磁場配位で, ミラー効果によってプラズマを中央に閉じ込めるものである.

ミラー中央面の磁束密度を  $B_0$ , 両端の強い部分 (ミラーズロート) の磁束密度を  $B_m$  とし, 中央面を通過する時の荷電粒子の速度を  $v_0$ , 磁力線とのなす角度 (ピッチ角) を  $\theta$  とする. ここで  $v_{\parallel} = v \cos \theta, v_{\perp} = v \sin \theta$  とすると, 荷電粒子の磁気モーメント  $\mu$  と全運動エネルギー  $\epsilon$  は,

$$\mu \equiv \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (2.5)$$

$$\epsilon \equiv \frac{(mv_{\parallel}^2 + mv_{\perp}^2)}{2} \quad (2.6)$$

と表される. これらが保存されるとすると, ミラーズロートに近づくに従い磁場が強くなるので, 垂直方向の運動エネルギーが増大し, 平行方向の運動エネルギーは減少する. ミラー磁場の最大値  $B_m$  以下の磁場で  $v_{\parallel} = 0$  となると, その点で粒子は反射され中央方向へ戻っていく. これがミラーと呼ばれる理由である. ミラー磁場の最大値  $B_m$  と  $B_0$  の比をミラー比と呼ぶ. ミラーズロートで丁度反射される粒子のピッチ角を  $\theta_L$ , ミラー比を  $R_m$  とすると, 保存則から次式が得られる.

$$R_m = \frac{B_m}{B_0} = \frac{1}{\sin^2 \theta_L} \quad (2.7)$$

$\theta_L$  より小さいピッチ角を有する粒子は, 最大磁場  $B_m$  の点でも  $v_{\parallel}$  が 0 になれないのでミラーから出てしまい閉じ込められない. このような角  $\theta$  は速度空間で円錐をつくることから, ロスコーンと呼ばれている.

一方、動径方向に関しては6極磁石によって図のような磁場が形成されており、軸方向と同様の原理で荷電粒子は閉じ込められる。

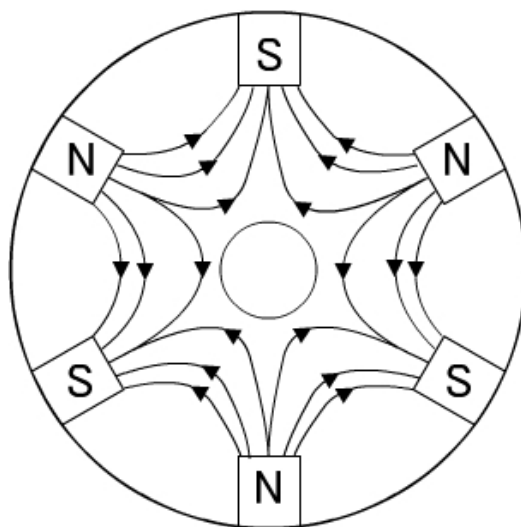


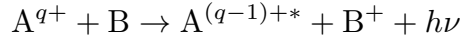
図 2.1.2 6 極磁石の作る磁場

ECR イオン源はこの原理を利用して電子を閉じ込めることで、プラズマを閉じ込め多価イオンを生成し、引き出し口側をプラズマチェンバーより低電位にすることで多価イオンを多価イオンビームとして引き出している。

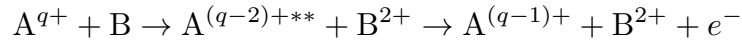
## 2.2 電荷交換反応

多価イオンと中性気体が衝突して起こる電荷交換反応過程には、以下のものが考えられる。

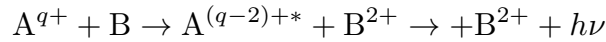
Single Electron Capture:



Transfer Ionization:



True Double Electron Capture:



一電子捕獲である”Single Electron Capture”は衝突エネルギーが数十～数百 keV 程度の領域において主要な反応であり、電荷移行断面積はほぼ一定値をとる。電子捕獲過程が主要となる領域では衝突する粒子の相対速度が古典的な水素原子内の電子の軌道速度である 1 au より遅いことを意味する。1 au の速さで移動するイオンの運動エネルギーは 25 keV/u である。電子捕獲過程における顕著な特徴として、電子がイオンの特定の状態に選択的に捕獲されることが挙げられる。

二電子を捕獲する過程には二つの経路が存在する。一つは、二電子を捕獲した後、一方の電子は光を出さずにもう一方の電子にエネルギーを与えて脱励起し、エネルギーを受け取った電子はイオン化する”Transfer Ionization”である。この反応過程は最終的に入射イオンの価数が一つしか変わらないことから、Single Electron Capture との区別が難しい。もう一つの経路は、二電子を両方とも捕獲する”True Double Electron Capture”である。この反応は、光を放出することで脱励起をする過程である。近年では、測定技術の向上により、多電子捕獲に関する実験が様々な系によって行われており、断面積の小さい三電子捕獲以上が実験で観測されている。とりわけ、Recoil Ion Momentum Spectroscopy(RIMS) という実験手法では、反応後の全てのイオン等を測定することで、より精密な測定が可能となった。

### 2.2.1 COBM (Classical Over-Barrier Model, 古典的オーバーバリアモデル)

オーバーバリアモデルとは、多価イオンと標的粒子の間のポテンシャル障壁が電子の束縛エネルギーより下がった時に電子は移行することが出来るという考えから、電荷移行反応によって移行する電子が捕獲される準位の主量子数を推定するものである。このモデルは最初、H. Ryufuku *et al.* によって裸イオンと水素様イオンという最も簡単な 1 電子系について定式化され [24]、その理論を A. Bárány *et al.* が多電子系に拡張し [25]、さらに A. Niehaus

が精密化を行った [26]. Niehaus のモデルは ECBM(the Extended Classical Over-Barrier Model) 或いは MCBM(the Molecular Coulombic Barrier Model) と呼ばれており, 現在最も広く受け入れられている標準的なモデルである.

## 1 電子系モデル

このモデルは基本的に原子間距離  $R$  だけに依存する一次元モデルである. 価数  $Z_A$  の原子核 A を座標原点に置き, 電子及び価数  $Z_B$  の原子核 B の座標をそれぞれ  $x, R$  とすると, 電子に対するポテンシャルは次式で与えられる.

$$V(x, R) = -\frac{Z_A}{x} - \frac{Z_B}{R-x} \quad (2.8)$$

A と B の間 ( $0 \leq x \leq R$ ) にはポテンシャルが極大となる位置が存在する. 三次元的に考えると極大ではなく鞍点 (saddle point) である. その位置を  $x_{sp}$  とすると,

$$\left. \frac{dV(x, R)}{dx} \right|_{x=x_{sp}} = \frac{Z_A}{x_{sp}^2} - \frac{Z_B}{(R-x_{sp})^2} = 0 \quad (2.9)$$

という条件を満たすこととなり, 次の結果が得られる.

$$x_{sp}(R) = \left( 1 + \sqrt{\frac{Z_B}{Z_A}} \right)^{-1} R \quad (2.10)$$

$$V_{sp}(R) = -\frac{1}{R} \left( \sqrt{Z_A + Z_B} \right)^2 \quad (2.11)$$

電子が初め, 原子核  $Z_B$  の周りにある場合, 原子のイオン化エネルギーを  $I_B (= Z_B/2)$  とすると, その電子のエネルギーは  $-I_B$  に等しい. A と B が接近するにつれて B に束縛された電子のエネルギー  $E_B$  は A のつくるクーロン場を摂動として徐々に低下するが, 鞍点の下がり方が急である為に, ある核間距離  $R$  において両者は一致する.

$$E_B(R) = -I_B - \frac{Z_A}{R} = -\frac{Z_B^2}{2} - \frac{Z_A}{R} = V_{sp}(R) \quad (2.12)$$

この条件を満たす核間距離を “Critical internuclear distance”,  $R_c$ , ポテンシャルエネルギーを  $V_c$  とすると,

$$E_c(R) = \frac{Z_B + 2\sqrt{Z_A Z_B}}{I_B} \quad (2.13)$$

$$V_c(R) = -\frac{(\sqrt{Z_A + Z_B})^2}{Z_B + 2\sqrt{Z_A Z_B}} I_B \quad (2.14)$$

となる． $R < R_c$  の領域では，電子は A と B の両方の核に共有されるので準分子状態 (quasi-molecular state) と呼ぶことが出来る．再び A と B が離れると電子はどちらかの原子核に束縛される．電荷交換反応が起こって電子が A に捕獲されたとすると，電子エネルギー  $E_A$  は水素様イオンに対する公式を用いて，

$$E_A(R) = -\frac{Z_A^2}{2n^2} - \frac{Z_B}{R} \quad (2.15)$$

で与えられる．反応が起こる条件は，

$$E_B(R) = -E_A(R) \geq V_{sp}(R) \quad (2.16)$$

であるから，この条件を満たす主量子数  $n$  と核間距離  $R_n$  は次式で与えられる．

$$n \leq \left\{ \frac{Z_B + 2\sqrt{Z_A Z_B}}{2I_B(Z_A + 2\sqrt{Z_A Z_B})} \right\}^{\frac{1}{2}} Z_A = \left( \frac{Z_B + 2\sqrt{Z_A Z_B}}{Z_A + 2\sqrt{Z_A Z_B}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{Z_A}{Z_B} \quad (2.17)$$

$$R_n(R) = \frac{2(Z_A - Z_B)n^2}{Z_A^2 - Z_B^2 n^2} = \frac{2(Z_A - Z_B)}{Z_A^2/n^2 - Z_B^2} \quad (2.18)$$

直線軌道を仮定すると，電荷移行断面積  $\sigma$  は最大の  $n(= n_p)$  に対応する半径  $R_{n_p}$  の円の幾何学的な面積と反応確率  $W$  によって求められる．

$$\sigma = \pi R_{n_p}^2 W \quad (2.19)$$

Ryufuku *et al.* は  $W = \frac{1}{2}$  と近似しているが，多価イオン衝突 ( $Z_A \gg Z_B$ ) の場合には  $W \sim 1$  と考えることが出来る．ここまでの議論で分かるように，このモデルには衝突速度に依存する部分が全く存在しない．電荷移行断面積は衝突速度  $v=1$  au 以下ではほぼ一定の値をとり，それ以上の高速度領域では徐々に減少することが知られているが，COBM による断面積はこの一定値に相当すると考えることが出来る．

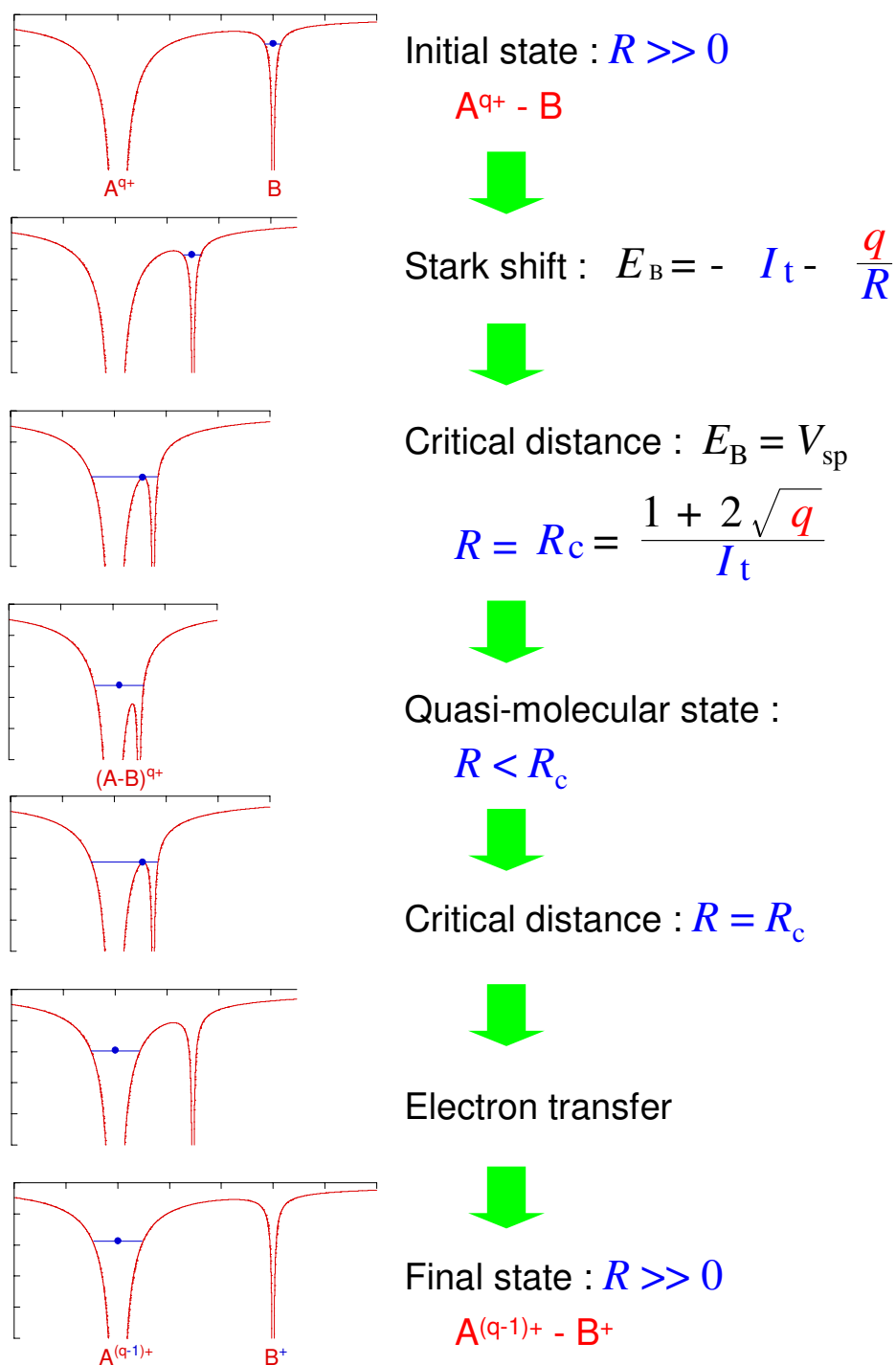


図 2.2.1 COBM における 1 電子捕獲過程



## 多電子系モデル

衝突前の中性原子において、外側から数えて  $t$  番目の電子に対して  $(t+1)$  番以上の電子は核の電荷を最大限遮蔽し、外側に存在する  $(t-1)$  番以下の電子は全く遮蔽には寄与しないとすると、有効核電荷は  $+t$  に等しいと考えられる。このような扱い方をすれば、 $+q$  価の多価イオンの有効核電荷は外殻に電子が捕獲された場合にも  $+q$  のままである。有効核電荷に対するこのような考え方が、Bárány *et al.* のモデルと Niehaus のモデルの大きな相違点である。

衝突の前半 (way in) では、 $t$  番目の電子にとってのポテンシャル鞍点の位置  $x_{sp}^{in}(R)$  と高さ  $V_{sp}^{in}(R)$ 、ポテンシャル障壁と電子エネルギーが一致する核間距離  $V_t^{in}(R)$  及びそのエネルギー値  $E_t^{in}(R)$  は次のように与えられる。

$$x_{sp}^{in}(R) = \left(1 + \sqrt{\frac{t}{q}}\right)^{-1} R = \alpha_t R \quad (2.20)$$

$$V_{sp}^{in}(R) = -\frac{1}{R} \left(\sqrt{q} + \sqrt{t}\right)^2 = -\frac{q}{\alpha_t^2 R} \quad (2.21)$$

$$R_t^{sp} = \frac{t + 2\sqrt{qt}}{I_t} = \left\{ q \left( \frac{1}{\alpha_t} - 1 \right) + \frac{t}{1 - \alpha_t} \right\} \frac{1}{I_t} \quad (2.22)$$

$$E_t^{in} = -\frac{(\sqrt{q} + \sqrt{t})^2}{t + 2\sqrt{qt}} I_t = -\frac{q}{\alpha_t^2 R_t^{in}} \quad (2.23)$$

式 (2.22) から分かるように、衝突の前半では  $t$  の小さな順番に大きな核間距離で準分子状態に移行していく。Bárány *et al.* のモデルでは準分子軌道に入った電子は必ず多価イオンに捕獲され则认为るが、Niehaus のモデルでは次に述べる衝突の後半 (way out) における標的原子への再捕獲 (re-capture) 過程も考慮する。

衝突の後半では核間距離が徐々に大きくなり、 $t$  の大きな順番に準分子軌道から原子軌道へ戻っていく。 $t$  番目の電子に対するポテンシャル障壁の高さは  $(t+1), \dots, N$  の  $(N-t)$  個の電子の内、入射イオンに捕獲された電子の数  $r_i$  に依存する。即ち、入射イオンと標的原子の有効核電荷をそれぞれ  $q - r_i$  と  $t + r_i$  で表すことが出来る。従って、 $t$  番目の電子に対するポテンシャル障壁について次式が成り立つ。

$$x_{sp}^{out}(R) = \left(1 + \sqrt{\frac{t+r_t}{q-r_t}}\right)^{-1} R = \beta_t R \quad (2.24)$$

$$V_{sp}^{out}(R) = -\frac{1}{R} \left(\sqrt{q-r_t} + \sqrt{t+r_t}\right)^2 = -\frac{q-r_t}{\alpha_t^2 R} \quad (2.25)$$

ポテンシャル障壁の高さが  $E_t^{in}$  に一致する位置で,  $t$  番目の電子が入射イオンに捕獲されるか標的に戻るかの分岐が起こると考える. その核間距離  $R_t^{out}$  及びエネルギー値  $E_t^{out}$  は,

$$R_{t,r_t}^{out} = \left( \frac{q - r_t}{\beta_t} + \frac{t + r_t}{1 - \beta_t} \right) \left( I_t + \frac{q}{R_t^{in}} \right)^{-1} \quad (2.26)$$

$$E_{t,r_t}^{out} = -I_t - \frac{q}{R_t^{in}} = -\frac{1}{R_{t,r_t}^{out}} \left( \frac{q - r_t}{\beta_t} + \frac{t + r_t}{1 - \beta_t} \right)^{-1} \quad (2.27)$$

となる.  $R_t^{in}$  で準分子軌道に入った電子が  $R_{t,r_t}^{out}$  でどちらかの原子に束縛されるので, その瞬間における相手イオンによる Stark シフトを考慮すると, 核間距離が無限大になった時のエネルギーは次式で与えられる.

$$E_A(t, r_t) = -I_t - \frac{q}{R_t^{in}} + \frac{t + r_t}{R_{t,r_t}^{out}} = -\epsilon_A(t, r_t) \quad (2.28)$$

$$E_B(t, r_t) = -I_t - \frac{q}{R_t^{in}} + \frac{t - r_t}{R_{t,r_t}^{out}} = -\epsilon_B(t, r_t) \quad (2.29)$$

これらのエネルギー  $E_A, E_B$  は負の値をとり, 符号を正とした  $\epsilon_A, \epsilon_B$  が束縛エネルギーである. それぞれの束縛エネルギーに対応する主量子数は, 次のように求める. 多価イオンである A については  $(q - r_t)$  価の水素様イオンと考えて,

$$n_A \sim \frac{q - r_t}{\sqrt{2\epsilon_A(t, r_t)}} \quad (2.30)$$

としても悪くないとされている. 一方, 標的原子 B については量子欠損  $d$  を用いて一電子原子近似からのずれを補正する必要がある.

$$n_B \sim \frac{t + r_t}{\sqrt{2\epsilon_B(t, r_t)}} - d(r_t) \quad (2.31)$$

$$d(r_t) = \frac{t + r_t}{\sqrt{2I_{t+r_t}}} - n_B^o \quad (2.32)$$

但し,  $I_{t+r_t}$  は標的原子 B の  $(t + r_t)$  番目のイオン化エネルギー,  $n_B^o$  は外殻軌道の主量子数である.

## 捕獲主量子数

Niehaus のモデルに従って  $t = 1, r_t = 0$  に対する  $n_A$ , 即ち  $q$  価の多価イオンに  $t = 1$  の電子だけが捕獲される時に最も移行し易い原子軌道の主量子数  $n_1$  は次式のようになる.

$$n_1 \sim n_A(t = 1, r_t = 0) = \left\{ \frac{1 + 2\sqrt{q}}{2I_t(q + 2\sqrt{q})} \right\}^{\frac{1}{2}} q \quad (2.33)$$

ここで  $I_t$  は原子単位で表した標的原子の第一イオン化エネルギーである. 水素様原子が  $I_t = Z_B^2/2$  であることを考慮すると, この式は Ryufuku *et al* のモデルにおける結果と完全に一致している. 又,  $t \geq 2$  に対しても  $r_t = 0$  の場合は “ $t$  より外側の原子は多価イオンの  $+q$  価の電荷を遮蔽しない”, “ $t$  の電子に対する標的原子の有効電荷は  $+t$  である” と考える Niehaus のモデルでは,  $R_t^{in} = R_{t,r_t=0}^{out}$  となり, 最も移行し易い主量子数  $n_t$  は次式で与えられる.

$$n_t \sim n_A(t = 1, r_t = 0) = \left\{ \frac{t + 2\sqrt{qt}}{2I_t(q + 2\sqrt{qt})} \right\}^{\frac{1}{2}} q \quad (2.34)$$

但し,  $I_t$  は標的原子の  $t$  番目のイオン化エネルギーである. 2 電子以上が移行する場合には  $r_t \geq 0$  となるが,  $n_t$  に対応する式は次式で与えられる.

$$n_t \sim n_A(t, r_t) = \left[ \frac{(t + 2\sqrt{qt}) \left\{ q + t + 2\sqrt{(q - r_t)(t + r_t)} \right\}}{2I_t(q + t + 2\sqrt{qt}) \left\{ q - t + 2\sqrt{(q - r_t)(t + r_t)} \right\}} \right]^{\frac{1}{2}} (q - r_t) \quad (2.35)$$

この式は  $r_t = 0$  とすると式 (2.34) と一致し, 更に  $t = 1$  とすると式 (2.33) と一致することが分かる.

二電子移行過程入射イオンの二電子移行後の状態は, 捕獲電子が 2 つとも等しい主量子数に捕獲されている状態 (symmetric state) と, 異なった主量子数に捕獲されている状態 (asymmetric state) がある. symmetric state は Auger 過程によって脱励起 (TI) しやすく, asymmetric state は光放出によって脱励起 (TDC) しやすい. 前者は逐次的に一電子ずつ移行する過程によって生じやすいが, 後者の生成にはいくつかの生成過程が考えられる.

1. Correlated Transfer Excitation (CTE) . . . 逐次的に電子が移行する際に, 後から捕獲される電子が先に捕獲された電子に相関を及ぼし, 二つ目の電子を捕獲すると同時に一つ目の電子に励起が起こる過程
2. Correlated Double Capture (CDC) . . . 二電子が互いに相関しながら同時に二電子を捕獲する過程
3. Auto Transfer to Rydberg states (ATR) . . . 衝突後, ある核間距離において縮退している symmetric state と asymmetric state が離れた際に縮退が解け, 配置間相互作用で混合していた asymmetric state が生成される過程

### 2.2.2 Two-Centre Atomic Orbital Close-Coupling Method, TC-AOCC 法

理論計算の手法の一つであり [27], “2 中心原子軌道緊密結合法” と呼ばれる. 標的及び, 入射イオンと電子の相互作用を記述するハミルトニアンにポテンシャル  $V_{A,B}(r_{A,B})$  を用いると, シュレディンガー方程式は以下のように書ける.

$$\left(H - i\frac{\partial}{\partial t}\right)\Psi = 0 \quad (2.36)$$

$$H = -\frac{1}{2}\nabla_r^2 + V_A(r_A) + V_B(r_B) \quad (2.37)$$

原子軌道中における電子状態を記述する波動関数  $\phi_{nlm}(\vec{r})$  は,

$$\phi_{nlm}(\vec{r}) = \sum_i c_{nk} \chi_{klm}(\vec{r}) \quad (2.38)$$

と書くことが出来る. このとき  $\chi_{klm}$  は基底関数である. 以上から, ある衝突系での波動関数  $\Psi(\vec{r}, t)$  は,

$$\Psi(\vec{r}, t) = \sum_i a_i(t) \phi_i^A(\vec{r}, t) + \sum_i b_i(t) \phi_i^B(\vec{r}, t) \quad (2.39)$$

となる. A と B は振幅  $a_i(t)$  と  $b_j(t)$  に関する 1 次結合方程式は,

$$i(\dot{A} + S\dot{B}) = HA + KB \quad (2.40)$$

$$i(\dot{B} + S^\dagger \dot{A}) = \bar{K}A + \bar{H}B \quad (2.41)$$

となる. A と B は振幅  $a_i(t)$  と  $b_j(t)$  のベクトル, S は overlap matrix, H は direct coupling matrix, K は exchange matrix といわれる行列である. 上記の方程式は初期条件  $a_i(-\infty) = \delta_{1i}, b_j(-\infty) = 0$  のもので有限の核間距離から解き始めることにより, 次式で電荷移行断面積を導出することができる.

$$\sigma_j = 2\pi \int_0^\infty |b_j(+\infty)|^2 b db \quad (2.42)$$

$b$  は Impact Parameter である. AOCC 法では電荷交換反応時に生成される準分子状態を仮定していない. 準分子状態まで含めた理論計算には Molecular Orbital Close Coupling Method(MOCC 法) がある. AOCC 法では衝突エネルギーが 1 keV 以上の領域で実験結果を良く再現することが知られており, MOCC 法では衝突エネルギーの低い 1 keV 以下の領域で実験値を良く再現する.

## 第 3 章

# 実験

この章では本研究で用いた実験装置や測定方法及び、解析方法について説明する。

### 3.1 実験装置

#### 3.1.1 ECRIS

本研究室では多価イオン生成に首都大学東京 (Tokyo Metropolitan University, 旧・東京都立大学) に設置されている ECRIS を用いた [28]. ECRIS の断面図を図 3.1.1, 主なパラメーターを表 3.1 に示す.

図 3.1.1 ECR イオン源の断面図

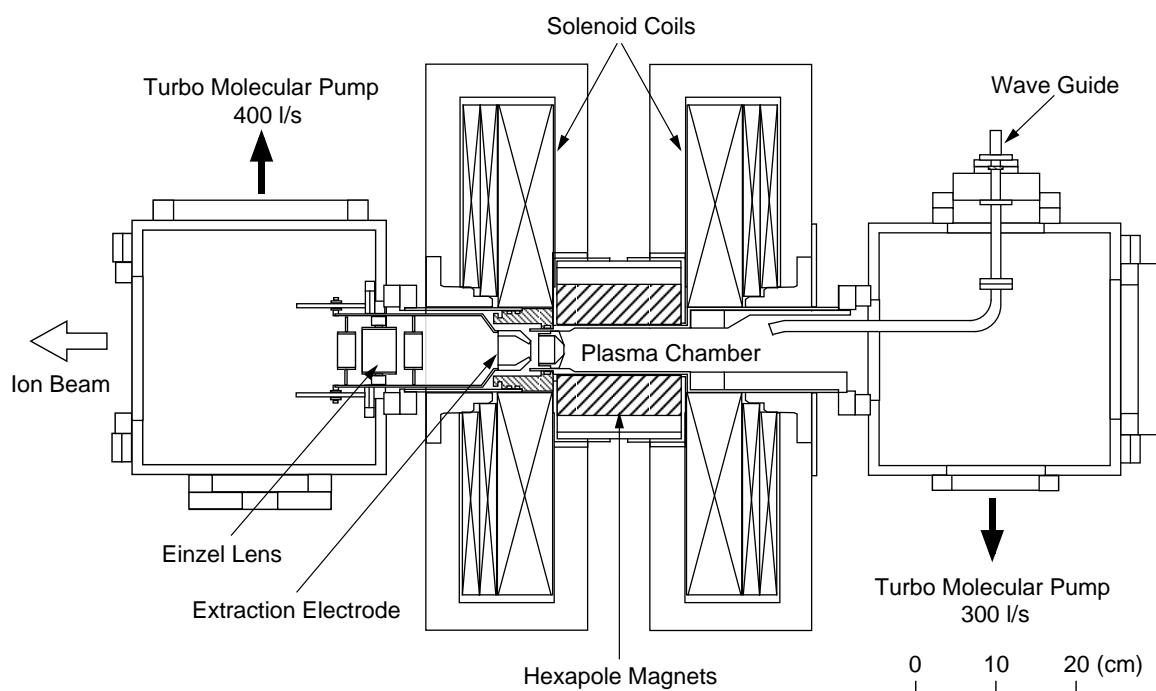


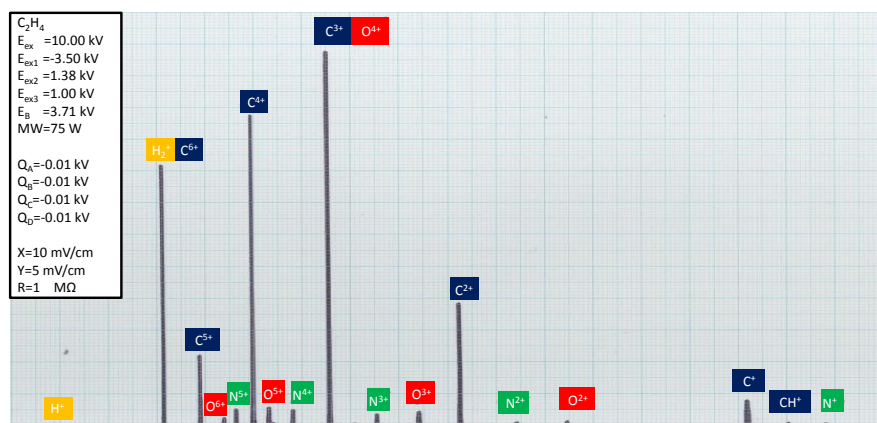
表 3.1 TMU ECRIS の主なパラメーター

プラズマチェンバー	材質	Cu
	直径	50 mm
	長さ	190 mm
永久磁石	極数	6 極
	材質	Nd-Fe-B
	磁場強度	～ 1.0 T (表面)
マイクロ波	波長	14.25 GHz
	最大出力	500 W (初期 : 1.5 kW)
最大引き出し電圧		20 kV
圧力	非実験時	～ $5 \times 10^{-7}$ Pa
	実験時	～ $2 \times 10^{-6}$ Pa

この ECRIS は平成 5 年に文部省科学研究費補助金特別研究「多価イオン原子物理学」によって設置された装置であり，原子物理研究室と反応物理化学研究室が共同で使用している。

### 多価 C, N, O イオン生成

本研究で使した C, N, O の水素様多価イオンはそれぞれ， $C_2H_4$ ,  $N_2$ ,  $O_2$  ガスを ECRIS のガス導入系よりイオン源内部へ供給することで生成した。典型的な多価イオンビーム強度は 1-100 nA 程度であった。図 3.1.2 に  $C_2$ ,  $H_4$  ガスを導入した際の質量スペクトルを示す。横軸は磁石の電流値，縦軸はイオン強度である。

図 3.1.2  $C_2H_4$  ガス導入時の質量スペクトル

### 3.1.2 ビームライン

実験室のビームライン全体の概略図を図 3.1.3 に示す。実験用には 4 つのポートがあり、現在は全てのポートが実験に使用されている。このビームラインでは原子物理研究室が行っている電荷交換反応の他に、反応化学研究室が多価イオンを分子に衝突させてクーロン爆発後の分子の解離パターンを観測する実験を行っている。

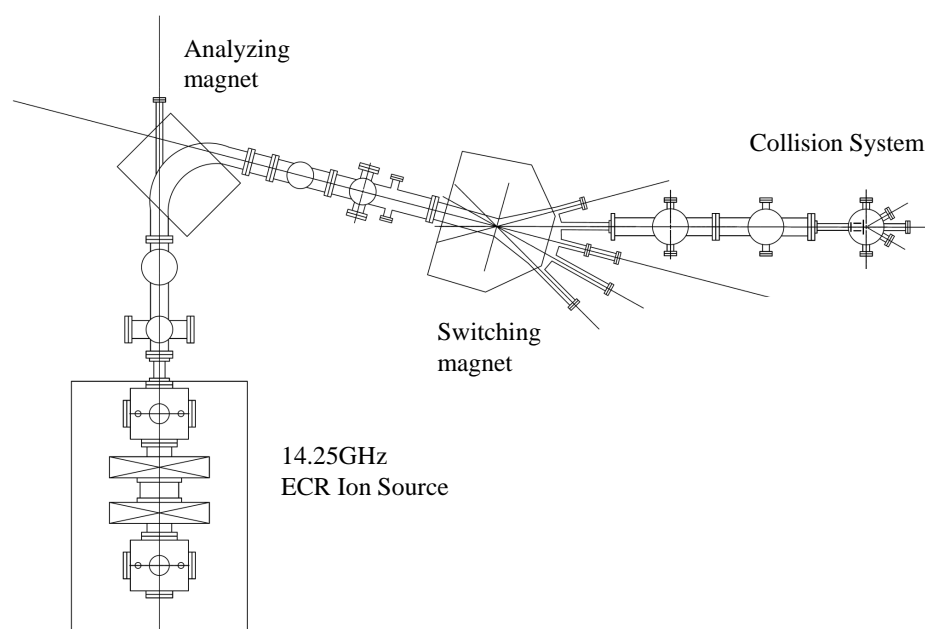


図 3.1.3 首都大学東京に設置されているビームライン全体の概略図

ECR イオン源で生成した多価イオンはプラズマチェンバーに正の高圧を印加することにより引き出される。イオンを効率よくプラズマ中から引き出すため、3つの電極を使用してイオンビームの引き出しを行っている。引き出しレンズの断面図を(図 3.1.4)に示す。本研究対象である太陽風のなかでも、とりわけ低速のものは  $1 \text{ kV}/q$  以下のエネルギーを持っている。衝突領域で太陽風速度へ効率よく減速するためには、イオン源からビームを引き出す段階において  $5 \text{ kV}$  以下の低い電圧でイオンを引き出すことが必要である。 $5 \text{ kV}$  では  $10 - 20 \text{ kV}$  に比べてイオンビームの引き出し効率が悪いので、十分なビーム強度を得ることができない。そこで、1番手前の電極に負の電圧をかけることでポテンシャルを下げ、2番目、3番目の電極でビームをしぼることによりビーム引き出しの効率を上げる工夫を行っている。

引き出しレンズを通過した多価イオンは磁場偏向型の価数選別用電磁石 (Analyzing Magnet) によって特定の多価イオンのみが選別される。多価イオンは速度方向と磁場に垂

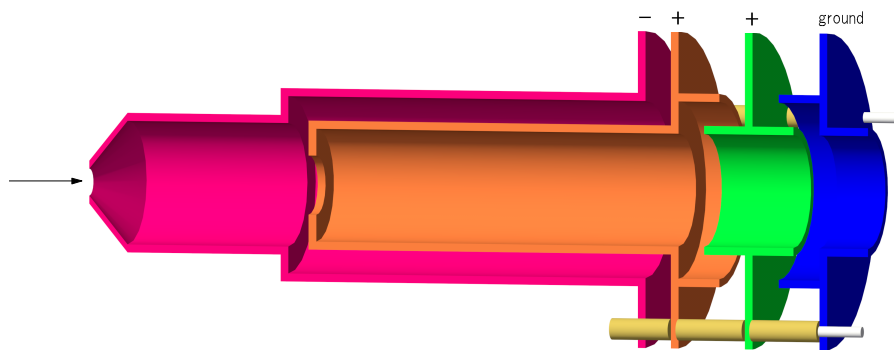


図 3.1.4 引き出しレンズの断面図

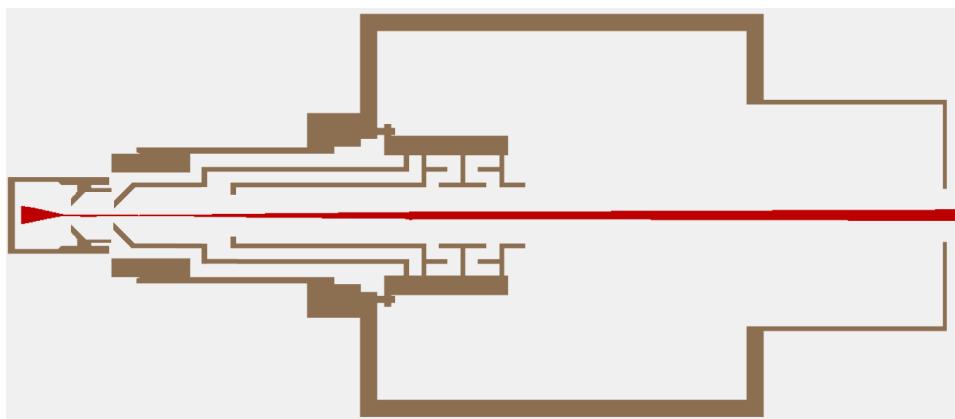


図 3.1.5 SIMION によるイオン引き出しのシミュレーション

直な方向から力をうけ、円運動を始める．このとき遠心力とローレンツ力が釣りあうことから，次式で書き表せる．

$$\frac{Mv^2}{R} = QV \times B \quad (3.1)$$

ここで  $M$  はイオンの質量， $v$  はイオンの速度， $R$  は軌道半径， $Q$  はイオンの価数， $B$  は価数選別磁石の磁場強度である．加速電圧  $V$  でのイオンの運動エネルギーは，

$$\frac{1}{2}Mv^2 = QV \quad (3.2)$$

で書き表すことが出来る．以上の 2 式を解くと，

$$\frac{M}{Q} = \frac{m}{q} \frac{u}{e} = \frac{B^2 R^2}{2V} \quad (3.3)$$

となり価数電荷比によって，質量選別を行うことが出来る． $u$  は原子質量単位， $m$  は質量数， $e$  は素電荷， $q$  はイオンの価数であり，原子単位系に変換することで，実用的に使用で



きるようになる。磁場中を通過するイオンは、質量が軽いものほど軌道が曲げられる。分解能が良く、質量電荷比が 1 以下の違いのものの分離可能である。価数選別電磁石を通過すると、その後段にある切り替え用電磁石 (Switching Magnet) によって、実験を行うビームラインを切り替える。イオン源から価数選別電磁石までの間にはディフレクター、価数選別磁石と切り替え用電磁石の間にはスリット、アインツェルレンズおよび四重極レンズ、切り替え用電磁石と衝突チェンバーの間にはアインツェルレンズが設置されている。これらを用いることにより、チェンバーの中心を通る平行ビームを衝突チェンバーへと導くことが可能である。ビームライン全体の圧力は  $10^{-7} - 10^{-6}$  Pa に保たれている。

## 3.2 解析

ここでは、実際に電荷移行断面積の測定に用いた計算手法について説明する。  
電荷交換反応後の多価イオンには複数の価数が含まれている。そのため断面積を求めるには異なるイオンを選別して測定を行う。ここでは電荷移行断面積の解析方法として生成率法と減衰法の2つの方法を紹介する。

### 3.2.1 減衰法 (Attenuation method)

生成率法とは逆に、電荷交換反応で生じるイオンの価数の違いを利用し、イオンの減衰量を測定することから断面積を求める手法である。反応前後のイオンビームの変化量について、

$$\frac{dI}{dx} = -\sigma nI \quad (3.4)$$

ここで、 $I$  はビーム強度、 $\sigma$  は電荷移行断面積、 $n$  は標的気体の数密度である。これを  $0 \leq x \leq l$  の領域で解くと、

$$I = I_0 \exp(-\sigma nl) \quad (3.5)$$

1 回衝突条件  $\sigma nl \ll 1$  が成立していれば、

$$I \approx I_0(1 - \sigma nl) \quad (3.6)$$

$$\sigma \approx \frac{1}{nl} \left( 1 - \frac{I}{I_0} \right) \quad (3.7)$$

このように、入射イオンの衝突前後のビームの変化量を見積もることにより、断面積を決定することが出来る。しかし、この方法で得られる断面積は、いわゆる全断面積であり、 $A^{q+} \rightarrow A^{(q-1)+}, A^{(q-2)+}, \dots$  となる過程の断面積である。

### 3.2.2 生成率法 (Growth rate method)

生成率法は、電荷交換反応によって新たに生成したイオンの量を測定することより、断面積を決定する手法である。衝突領域を抜けたイオンを価数選別することで容易に測定することが可能である。1 回衝突条件の下では生成したイオンと入射イオンに関して、

$$i = I_0 \sigma nl \quad (3.8)$$

という関係があるので,

$$\sigma \approx \frac{i}{I_0 n l} \quad (3.9)$$

しかし, この断面積の導出法ではイオンの価数を考慮していない. 入射また電荷移行反応後の価数・粒子数を考慮した導出式を以下で説明する.

電荷を  $q$ , 単位時間に流れる粒子数を  $F$  とすると, 電流  $I$  は  $I = qF$  と書ける.

$$I_0^q = qF_q^0: \text{衝突前のイオン電流 (標的ガス導入前に測定)} \quad (3.10)$$

$$I_0 = qF_q + (q-1)F_{q-1} + (q-2)F_{q-2} + \cdots = \sum_{j=0}^{q-1} (q-j)F_{q-j} \quad (3.11)$$

: 衝突後イオン電流

$$I_q = qF_q \quad : \text{偏向後 第一ピーク} \quad (3.12)$$

$$I_{q-1} = (q-1)F_{q-1} \quad : \text{偏向後 第二ピーク} \quad (3.13)$$

$$I_{q-k} = (q-k)F_{q-k} \quad : \text{偏向後 第}(k+1)\text{ピーク} \quad (3.14)$$

但し, ここでは入射イオンが複数回の電荷移行反応により中性粒子にならないと仮定した. 標的ガスを導入しても, 電流として検出されるイオン量は保存されるので次式が成り立つ.

$$F_q^0 = F_q + F_{q-1} + F_{q-2} + \cdots = \sum_{j=0}^{q-1} F_{q-j} \quad (3.15)$$

ここまでは, 単一衝突条件が満たされなくとも成立する. 以下では単一衝突条件を仮定する.

標的気体数密度を  $n$ , 衝突セルの長さを  $l$  とすると, 一電子移行断面積  $\sigma_{SC}$  は次式で求められる.

$$F_{q-1} = \sigma_{SC} n l F_q^0 \quad (3.16)$$

$$\sigma_{sc} = \frac{F_{q-1}}{n l F_q^0} \quad (3.17)$$

同様に，二電子移行断面積  $\sigma_{DC}$  は，

$$F_{q-2} = \sigma_{DC} n l F_q^0 \quad (3.18)$$

$$\sigma_{DC} = \frac{F_{q-2}}{n l F_q^0} \quad (3.19)$$

と表すことができる．

本研究では，これら二つの方法を用いて，電荷交換断面積の導出を行った．

### 3.3 電荷交換断面積測定方法

#### 3.3.1 衝突セル部

ECRIS で生成された多価 C, N 及び O イオンを 10 - 15 kV の電位差で引き出し，分析用電磁石によって価数選別した後，切り替え用電磁石によって電荷交換断面積測定用ビームラインへ導く。電荷交換断面積測定用ビームラインを図 3.3.1 に，衝突チェンバー内に設置された衝突セル及び，周辺レンズ系を図 3.3.2 示す。

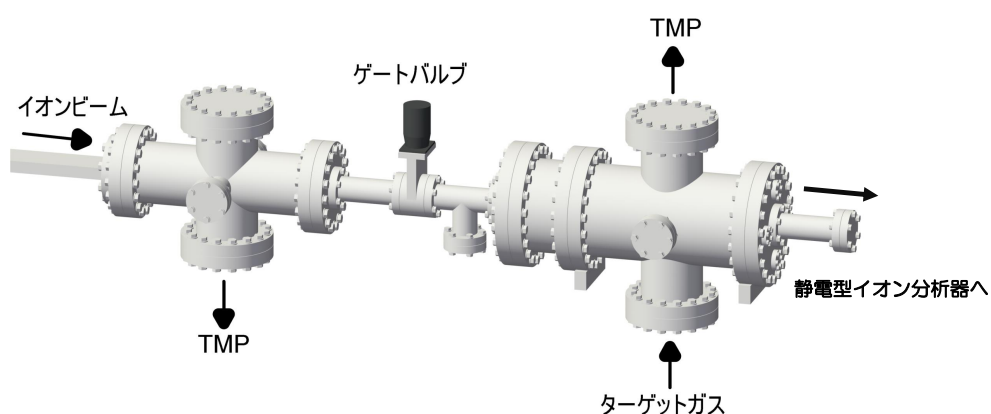


図 3.3.1 電荷交換断面積測定用ビームライン

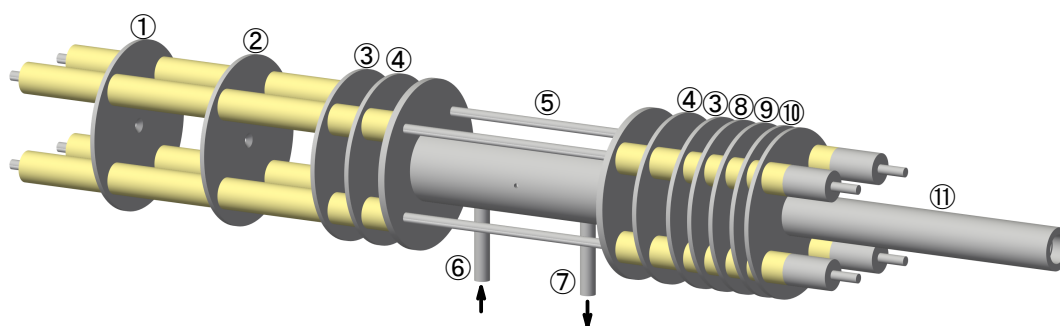


図 3.3.2 衝突セル及び，周辺レンズ系

衝突チェンバーに入射した多価イオンは、まず  $\phi 2$  の 2 枚のコリメータで、平行成分のみ抽出する。コリメータを抜けたイオンビームは、2 枚のレンズを用いて、入り口径が  $\phi 3$ 、全長 100 mm の衝突セルにうまく入るように電圧を調節する。衝突セルには電圧がかけられるようになっており、引き出したプラズマチェンバーとの電位差を利用して、太陽風速度 (300 - 800 km/s) まで減速することが可能であり、本研究ではイオンビームの速度が 800 km/s 付近に対応する衝突エネルギーで実験を行った。衝突セルの下方から出ているパイプの一方からは、ターゲットガスを導入する。典型的なターゲットガスの圧力は  $3 \times 10^{-3} - 1 \times 10^{-2}$  Pa 程度としたが、これはイオンビームの平均自由行程が衝突セルよりも十分に長い単一衝突条件を満たすようにした。もう一方のパイプにはキャパシタンスマノメータ (バロトロン) が接続されており、圧力の絶対値を測定することが可能である。これにより、反応断面積の絶対値を測定することが可能となった。

表 3.2 衝突セル部及び、レンズ系の各種名称と中心径

番号	名称	径
①, ②	コリメータ	$\phi 2$
③, ④	レンズ	$\phi 6$
⑤	衝突セル	入口 $\phi 3$ , 出口 $\phi 4$
⑥	ガス導入	1/4 インチパイプ
⑦	ガス圧測定	1/4 インチパイプ
⑧, ⑨, ⑩, ⑪	グラウンド	$\phi 6$

### 3.3.2 静電型イオン分析器

衝突セルを抜けたビームは、静電型イオン分析器へ導入される。衝突セル内部で電荷交換反応したイオンは、価数が異なるためイオンビームに垂直な静電場を印加することで価数ごとに異なる軌道に分離され、高価数のイオンから  $30^\circ$  に位置したファラデーカップへ到達する。より理想的な偏向を実現するための工夫として、二枚の平行平板に絶対値が等しい正と負の電圧をそれぞれ印加することや、平行平板の前後にアパーチャーを設置することで電場を遮断し、平行平板通過前後の軌道変化をできるだけ小さくなるように設計を行った。また、多価イオンがアパーチャーの穴の側面への衝突を避けるためにナイフエッジ加工を施している。静電型イオン分析器の概略を図 3.3.3 及び、図 3.3.4 に、詳細な部品図を付録 A に記載する。また、偏向によって実際に得られたスペクトルを図 3.3.5, 図 3.3.6 に SIMION 8.0 によるシミュレーションの様子を示す。

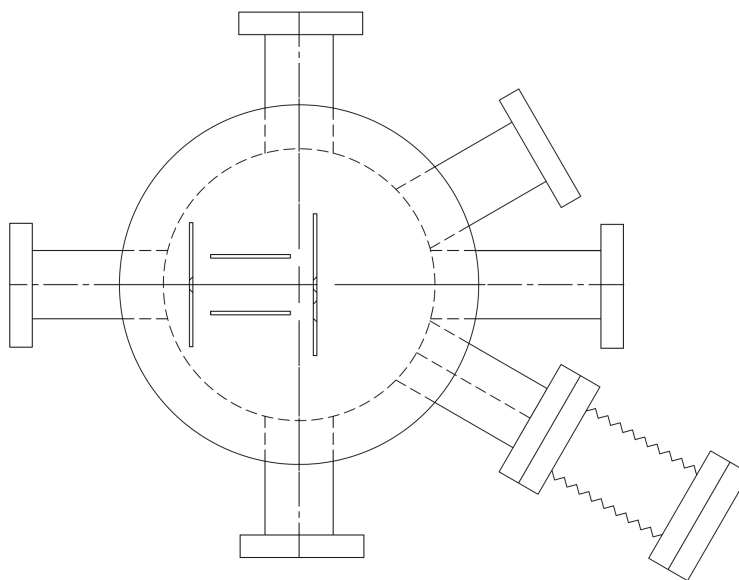


図 3.3.3 静電型イオン分析器の概略図 (上)

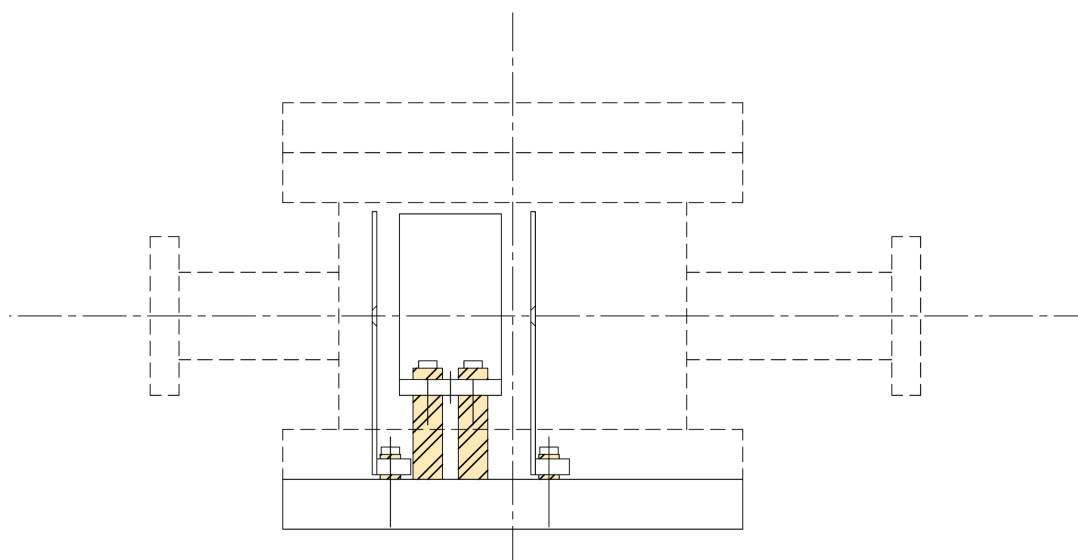


図 3.3.4 静電型イオン分析器の概略図 (横)

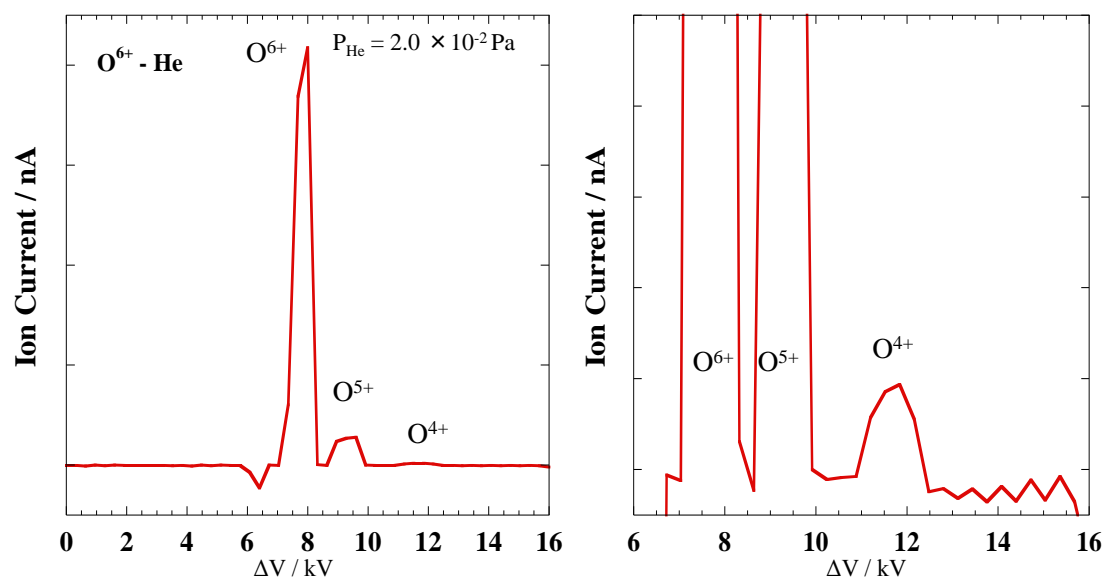


図 3.3.5  $O^{6+}$  (90.0 keV)-He 衝突時の偏向によるスペクトル (右拡大)

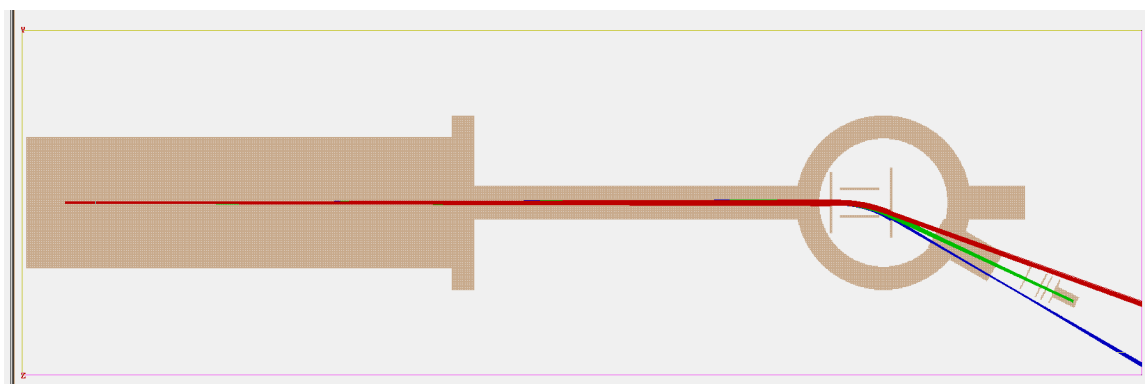


図 3.3.6 SIMION 8.0 によるシミュレーション



### 3.3.3 イオン電流の検出

本装置において最下流のファラデーカップに流れるイオン電流の大きさは nA オーダーである。電流を電圧信号に変換し、 $1\text{M}\Omega$  の抵抗を介してデジタルマルチメータで読み取った値を PC へ転送、Labview で単位時間当たりの平均電圧をリアルタイムでモニターする。オームの法則に従って、 $1\text{ nA}$  のイオン電流は  $1\text{ mV}$  の直流電圧に対応する。使用したデジタルマルチメータは IWATSU 製の VOAC7521A である。この製品では、 $0.001\text{ mV}$  まで表示が可能なので、 $0.001\text{ nA}$  程度のイオン電流の測定が可能である。実験前にはイオン電流がない状態の直流電圧値も測定し、オフセットとして用いた。

### 3.3.4 標的ガス圧力

本研究では、一回衝突による一電子、二電子移行断面積の測定が目的である。そのため、標的ガス圧力を一回衝突条件に調節する必要がある。電荷交換断面積測定用の衝突セルの長さは、 $100\text{ mm}$  である。入射イオンは標的ガスに対して十分に速いため、標的ガスは静止していると仮定する。断面積を  $\sigma$ 、標的ガス数密度を  $n$ 、標的ガス圧力を  $P$ 、温度を  $T$ 、ボルツマン定数を  $k$  とすると、平均自由行程  $\lambda$  は、

$$\lambda = \frac{1}{\sigma n} \quad (3.20)$$

$$n = \frac{P}{kT} \quad (3.21)$$

となる。 $T = 291\text{K}$ 、 $\sigma = 5 \times 10^{-14}\text{ cm}^2$  と仮定すると、平均自由行程  $\lambda$  が衝突領域長  $100\text{ mm}$  と等しくなる圧力  $P$  は  $\leq 8.0 \times 10^{-2}\text{ Pa}$  となる。しかし、標的ガス圧力を低くしすぎると、電荷移行自体が少なくなり、デジタルマルチメータでもイオン電流が検出できなくなってしまうため、 $2 \times 10^{-3} - 2 \times 10^{-2}\text{ Pa}$  の間で測定を行った。また、圧力の均一性を保つため測定毎に標的ガスの入れ替え、異なる圧力で測定を行った。圧力の絶対値測定にはキャパシタンスマノメータ (MKS, BARATRON 390H/270B) を使用した。

以上の測定方法を用いて、価数の異なるイオンの量を決定することで電荷交換断面積を求めた。



## 第 4 章

# 結果および考察

本章では、衝突エネルギー 4.0 - 6.5 keV/u で水素様 N, O と標的中性ガス He を衝突させた電荷交換断面積についての結果と他の実験報告値や現在の理論値との比較を示す。

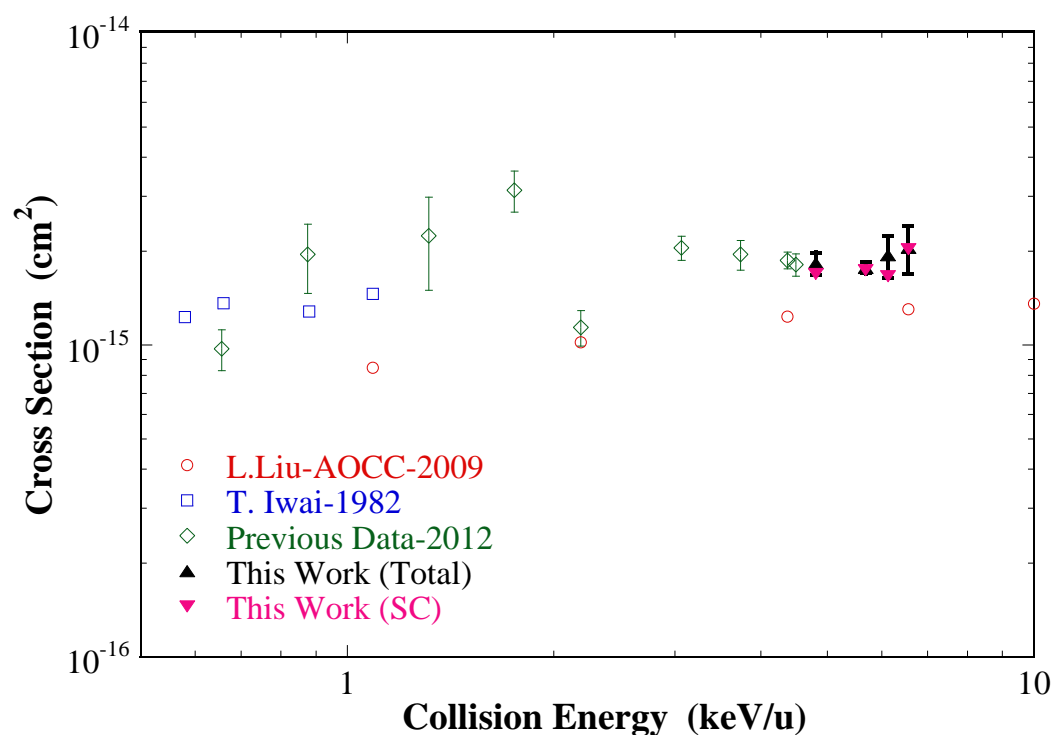
### 4.1 電荷交換断面積

$O^{7+}$ -He では、電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積について 2012 年の石田修論 [22] と矛盾しないことを確認できた。二電子移行断面積については他の実験報告値がないため比較できないが、一電子移行断面積との比を考慮すれば妥当な断面積を得ることが出来た。Selberg *et al.* [29] の多電子捕獲過程におけるスケーリング則との比較を行ったが、大きく外れた値となった。これは、このスケーリング則が移行電離過程を二電子移行過程に含んでいることや、主に  $15 \leq q \leq 40$  といった高価数イオン ( $Xe^{q+}$  や  $Ar^{q+}$ ) の断面積を参考としていることから今回の衝突系では一致が得られなかったのではないかと考えられる。

$N^{6+}$ -He では、電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積について 2012 年の石田修論 [22] より小さい誤差で且つ、他の実験報告値と近接した断面積を得ることができた。一方、二電子移行断面積については衝突エネルギーが上がるほど上昇するような断面積を得た。他の実験報告値は現在存在しないが、一般的に 1 - 25 keV/u の衝突エネルギー領域において電荷交換断面積は一定の値をとることが知られているため、より広いエネルギー領域や異なる衝突条件での断面積を得ることで系統的誤差を見積もる必要がある。また、 $O^{7+}$ -He と同様にスケーリング則との比較を行ったが、これもまた大きく外れた断面積となった。この系については、低衝突エネルギー領域においてのみだが Ishii *et al.* [19] の実験報告値が存在する。これと比べると、低エネルギー側の二点が妥当な断面積ではないかと推測される。

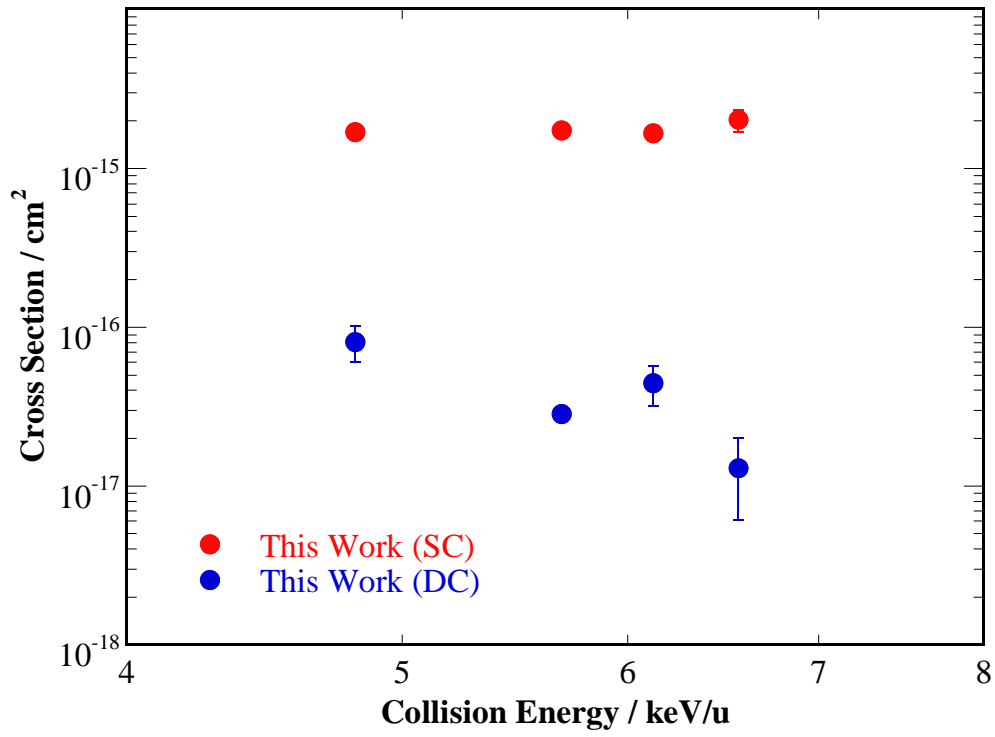
4.1.1  $O^{7+}$ 

電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積

図 4.1.1  $O^{7+}$  - He の電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積 [30][31][22]表 4.1  $O^{7+}$  - He の電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積

衝突エネルギー / keV/u	電荷交換全断面積 / cm <sup>2</sup>	誤差 / %
6.5625	$2.05 \times 10^{-15}$	17.5
6.1250	$1.94 \times 10^{-15}$	15.2
5.6875	$1.77 \times 10^{-15}$	4.3
4.8125	$1.83 \times 10^{-15}$	8.3
衝突エネルギー / keV/u	一電子移行断面積 / cm <sup>2</sup>	誤差 / %
6.5625	$2.03 \times 10^{-15}$	15.8
6.1250	$1.66 \times 10^{-15}$	6.9
5.6875	$1.74 \times 10^{-15}$	4.2
4.8125	$1.69 \times 10^{-15}$	9.0

## 二電子移行断面積

図 4.1.2  $O^{7+}$  - He の二電子移行断面積表 4.2  $O^{7+}$ -He の二電子移行断面積

衝突エネルギー / keV/u	二電子移行断面積 / cm <sup>2</sup>	誤差 / %
6.5625	$1.30 \times 10^{-17}$	52.6
6.1250	$4.44 \times 10^{-17}$	27.8
5.6875	$2.84 \times 10^{-17}$	10.3
4.8125	$8.10 \times 10^{-17}$	25.8

4.1.2  $N^{6+}$ 

電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積

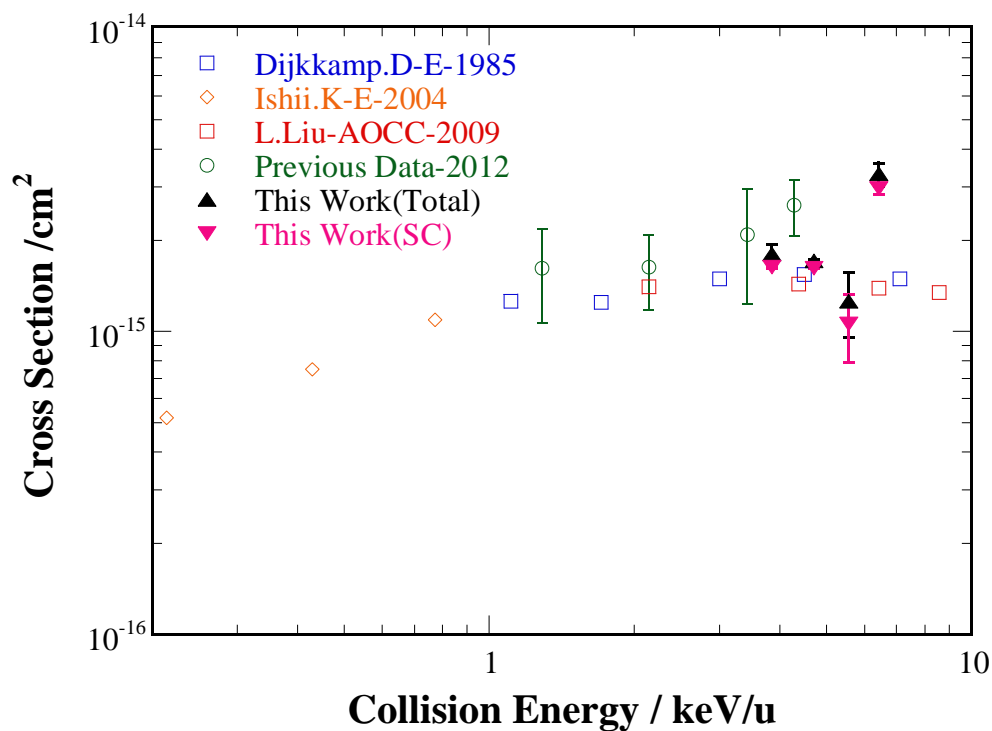
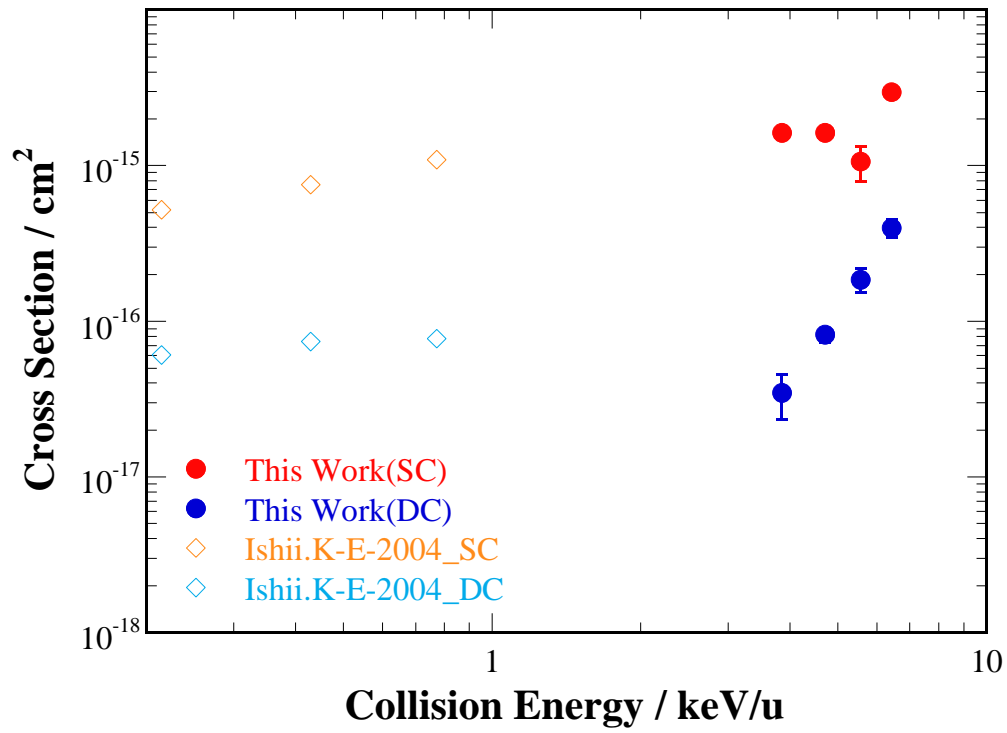


図 4.1.3  $N^{6+}$  - He の電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積 [32][19][30][22]

表 4.3  $N^{6+}$  - He の電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積

衝突エネルギー / keV/u	電荷交換全断面積 / $\text{cm}^2$	誤差 / %
6.4286	$3.31 \times 10^{-15}$	9.0
5.5714	$1.26 \times 10^{-15}$	24.0
4.7143	$1.71 \times 10^{-15}$	1.1
3.8571	$1.83 \times 10^{-15}$	7.3
衝突エネルギー / keV/u	一電子移行断面積 / $\text{cm}^2$	誤差 / %
6.4286	$2.96 \times 10^{-15}$	4.8
5.5714	$1.06 \times 10^{-15}$	25.3
4.7143	$1.62 \times 10^{-15}$	0.1
3.8571	$1.63 \times 10^{-15}$	1.0

## 二電子移行断面積

図 4.1.4  $N^{6+}$  - He の二電子移行断面積 [19]表 4.4  $N^{6+}$ -He の二電子移行断面積

衝突エネルギー / keV/u	二電子移行断面積/cm <sup>2</sup>	誤差 /%
6.4286	$3.99 \times 10^{-16}$	15.6
5.5714	$1.85 \times 10^{-16}$	17.7
4.7143	$8.18 \times 10^{-17}$	12.2
3.8571	$3.45 \times 10^{-17}$	32.2

## 4.2 スケーリング則との比較

一電子移行断面積については多くの研究例があり、衝突エネルギーが 1-25 keV/u の領域では大きなエネルギー依存性がないことが知られており、多価イオンの価数  $q$  と中性原子・分子のイオン化エネルギー  $I$  [eV] を引数としたかなり良い精度でのスケーリングが行われている。スケーリングに関する式で最初に注目されたのが Müller-Salzburg の式 [33][34] である。

$$\sigma_{q,q-1} = 1.43 \times 10^{-12} \cdot \frac{q^{1.17}}{I^{2.76}} \quad (4.1)$$

この式は  $q$  価のイオンが  $(q-1)$  価になる全断面積であるが、一電子捕獲 (one electron capture) の断面積のみならず、二電子捕獲後に電子を放出する移行電離 (Transfer Ionization) の過程も含まれている。断面積が入射イオンの価数に比例し、標的のイオン化エネルギーに反比例するのが特徴である。Müller-Salzburg の式は実測値から経験的に求められた式であり、理論的な裏づけはない。又、この他にも Kimura *et al* によるスケーリング則 [35] は、古典的オーバーバリアモデルに基づいた古典的なモデルから得られた式である。

$$\sigma_q = \sum_{i=1}^{q-1} \sigma_{q,q-1} = \sum_{j=1}^{q-1} \sigma_q^j = 2.6 \times 10^{-13} \cdot \frac{q}{I^2} \quad (4.2)$$

さらに、Selberg *et al* による多電子捕獲過程についてのスケーリング則 [29]

$$\sigma_{q,q-r} = 2.7 \times 10^{-13} \cdot qr \left( I_1^2 I_r^2 \sum_{j=1}^N \frac{j}{I_j^2} \right)^{-1} \quad (4.3)$$

$N$ : 標的の最外殻電子数, *i.e.* He:  $N = 2$ , Ar:  $N = 8$ .

も報告されている。

前述の通り、スケーリング則は詳細な断面積の議論に用いることは出来ないが、断面積の指標の一つとなる。4.5, 4.6 にスケーリング則をまとめた。



表 4.5 一電子移行スケーリング則による電荷交換断面積

イオン	ターゲット	Müller-Salzburg[33] [34] / $\text{cm}^2$	Kimura[35] / $\text{cm}^2$
$\text{C}^{5+}$	He (I=24.6eV)	$1.36 \times 10^{-15}$	$2.15 \times 10^{-15}$
	$\text{H}_2$ (I=15.4eV)	$5.49 \times 10^{-15}$	$4.96 \times 10^{-15}$
$\text{N}^{6+}$	He (I=24.6eV)	$1.69 \times 10^{-15}$	$2.58 \times 10^{-15}$
	$\text{H}_2$ (I=15.4eV)	$6.58 \times 10^{-15}$	$6.14 \times 10^{-15}$
$\text{O}^{7+}$	He (I=24.6eV)	$2.02 \times 10^{-15}$	$3.01 \times 10^{-15}$
	$\text{H}_2$ (I=15.4eV)	$7.67 \times 10^{-15}$	$7.35 \times 10^{-15}$

表 4.6 Selberg [29] 多電子移行スケーリング則による電荷交換断面積 (r : 移行電子数)

イオン	ターゲット	$r = 1 / \text{cm}^2$	$r = 2 / \text{cm}^2$
$\text{C}^{5+}$	He ( $I_1=24.6\text{eV}$ , $I_2=54.42\text{eV}$ )	$1.58 \times 10^{-15}$	$6.42 \times 10^{-16}$
	$\text{H}_2$ ( $I_1=15.4\text{eV}$ , $I_2=31.2\text{eV}$ )	$3.83 \times 10^{-15}$	$1.87 \times 10^{-15}$
$\text{N}^{6+}$	He ( $I_1=24.6\text{eV}$ , $I_2=54.42\text{eV}$ )	$1.90 \times 10^{-15}$	$7.77 \times 10^{-16}$
	$\text{H}_2$ ( $I_1=15.4\text{eV}$ , $I_2=31.2\text{eV}$ )	$4.59 \times 10^{-15}$	$2.24 \times 10^{-15}$
$\text{O}^{7+}$	He ( $I_1=24.6\text{eV}$ , $I_2=54.42\text{eV}$ )	$2.22 \times 10^{-15}$	$9.06 \times 10^{-16}$
	$\text{H}_2$ ( $I_1=15.4\text{eV}$ , $I_2=31.2\text{eV}$ )	$5.36 \times 10^{-15}$	$2.61 \times 10^{-15}$

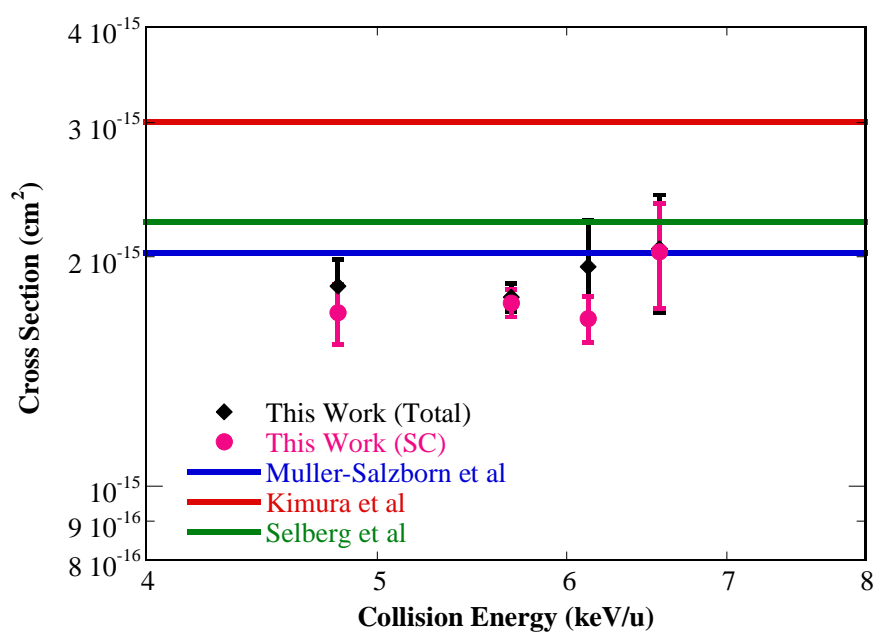
4.2.1  $O^{7+}$ 

図 4.2.1  $O^{7+}$  - He の電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積とスケーリング則の比較 [33][34][35][29]

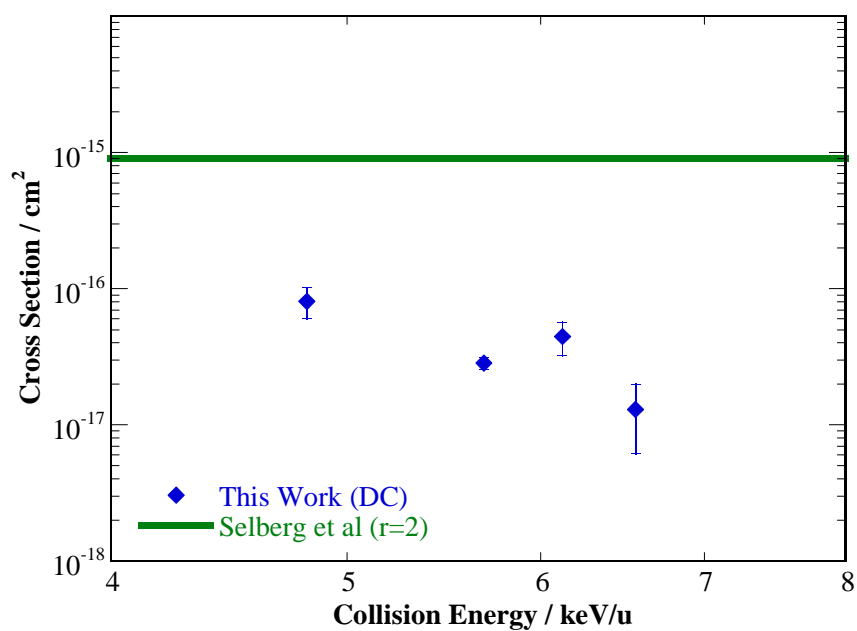


図 4.2.2  $O^{7+}$  - He の二電子移行断面積とスケーリング則の比較 [29]

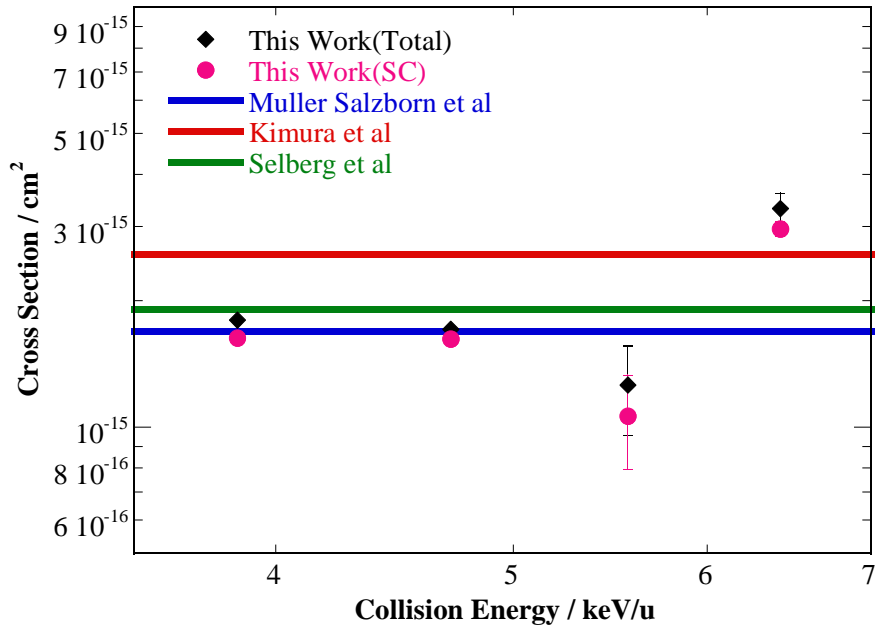
4.2.2  $N^{6+}$ 

図 4.2.3  $N^{6+}$  - He の電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積とスケーリング則の比較 [33][34][35][29]

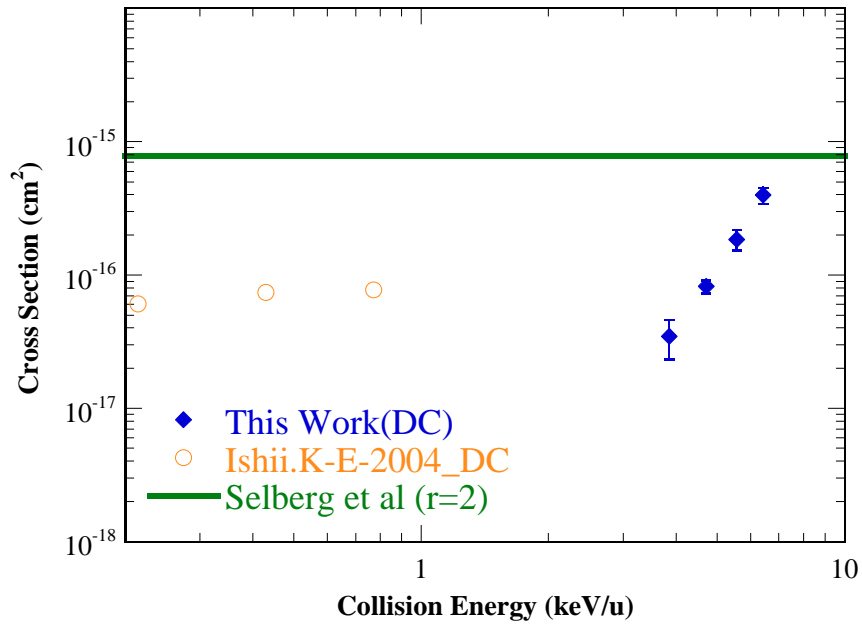


図 4.2.4  $N^{6+}$  - He の二電子移行断面積とスケーリング則の比較 [29]

### 4.3 誤差評価

電荷交換断面積は1点につき4回以上測定しているので、平均値は重みを含めた値になっている。各測定での断面積を  $\sigma_i$ 、その測定誤差を  $\Delta\sigma_i$ 、重みを  $w_i = 1/\sigma_i^2$  とすると、

$$\bar{\sigma} = \frac{\sum_{i=1}^n w_i \sigma_i}{\sum_{i=1}^n w_i} \quad (4.4)$$

$$\Delta\sigma_i = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n w_i \delta_i}{(n-1) \sum_{i=1}^n w_i}} \quad (4.5)$$

ここで  $\delta$  は、

$$\delta = (x_n - \bar{x}_n)^2 \quad (4.6)$$

として各衝突エネルギーの断面積と誤差を求めた。又、1回の測定の系統誤差は以下の表に示す。ガスセル長は、ガスセルの両端から標的ガスがそれぞれ1 mm ほど浸みだしていると仮定し、2 mm とした。ガス圧力は、バルトロンの装置精度が  $1 \times 10^{-4}$  Pa で、測定時の表示値の揺らぎを用いた。ビーム強度は、測定時のビーム電流がガウス分布に従うと仮定し、平均値からの  $1\sigma$  を用いた。

表 4.7 電荷交換断面積の誤差評価

パラメータ	誤差
温度 [ $T$ ]	$\Delta T \sim 0.5$ K
衝突セル長 [ $L$ ]	$\Delta L \sim 2$ mm
ガス圧力 [ $P$ ]	$\Delta P \sim 3 \times 10^{-4}$ Pa
ビーム強度 [ $I$ ]	$\Delta I \sim 1\sigma$

## 第 5 章

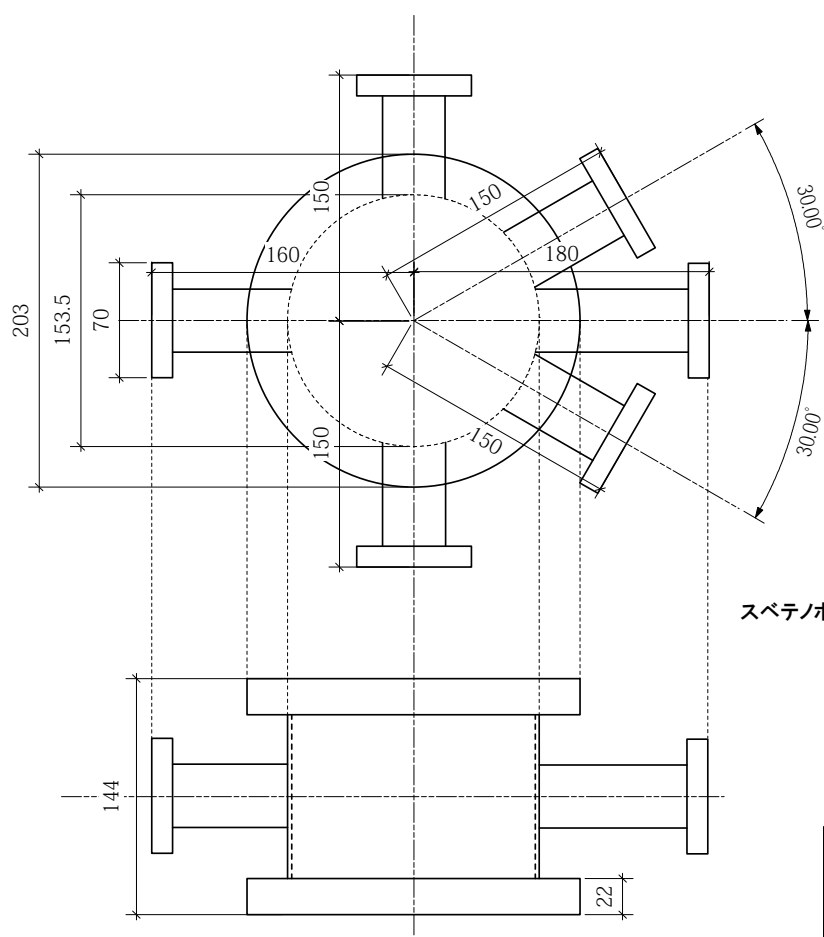
### まとめ

入射イオン  $O^{7+}$ ,  $N^{6+}$  を衝突エネルギー 4.0 - 6.5 keV/u で中性ガス He と衝突させ、電荷交換全断面積と一電子移行断面積、二電子移行断面積の測定を行った。電荷交換全断面積及び、一電子移行断面積は  $O^{7+}$ ,  $N^{6+}$  の両者において、TC-AOCC 法による理論値や他の報告値と概ね一致する結果となった。二電子移行断面積は  $O^{7+}$ ,  $N^{6+}$  の両者において同衝突エネルギー領域における他の報告値が実験、理論共になかったため、多電子捕獲過程におけるスケーリング則を用いて比較を行ったが、測定された断面積値はスケーリング則の値より 10 倍程度小さな値となった。これは、このスケーリング則が移行電離過程を含んでいることや、主に  $15 \leq q \leq 43$  といった高価数イオンの断面積値を参考としていることなどから、今回の太陽風多価イオンにおける断面積とは一致しなかったのではないかと推測できる。 $N^{6+}$  の二電子移行断面積については、衝突エネルギー依存性のような構造がみられた。しかし、一般的に 1 - 25 keV/u の衝突エネルギー領域において電荷交換断面積は大きな衝突エネルギー依存性を持たないと知られていることから、見落としている系統誤差や再現性についてよく確認する必要がある。このように議論の余地を残す結果とはなったが、従来の追い返し法による断面積測定法と同等もしくは高い精度で一電子移行断面積の測定を行いつつ、従来では得られなかった二電子移行断面積を妥当なオーダーで見積もることができるようになったことから、本研究は静電型イオン分析器による断面積測定法の改良といえる。

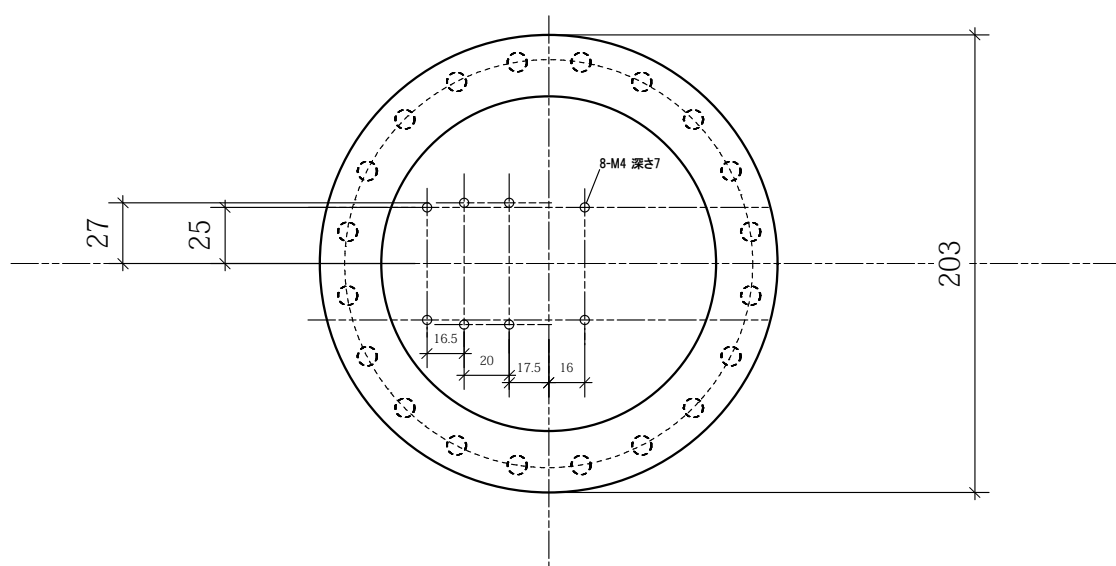


## 付録 A

### 静電型イオン分析器 - 部品図

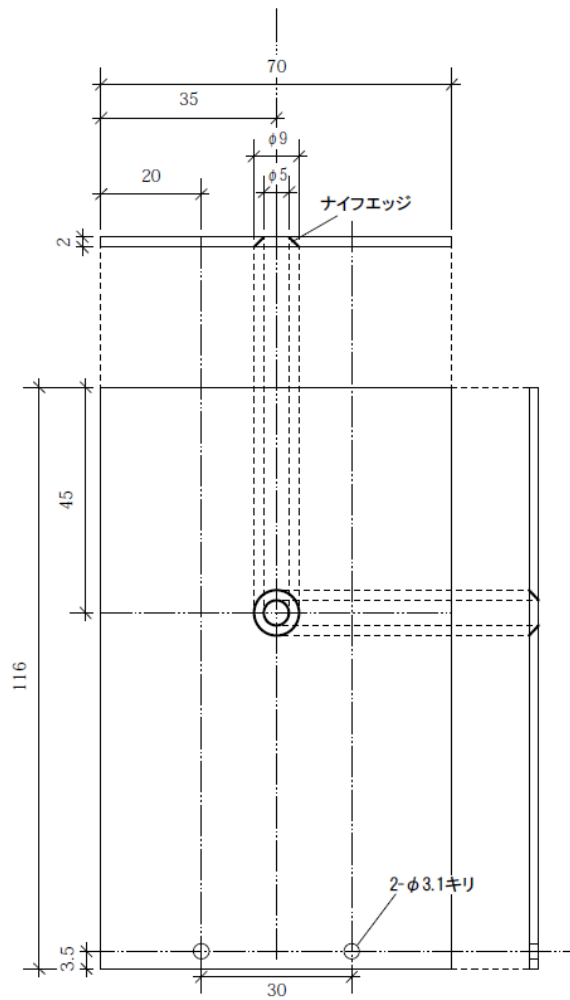


2016.01.03	尺度	チェンパー
首都大学東京 理工学研究科 042-677-2497	1:2 三角法	



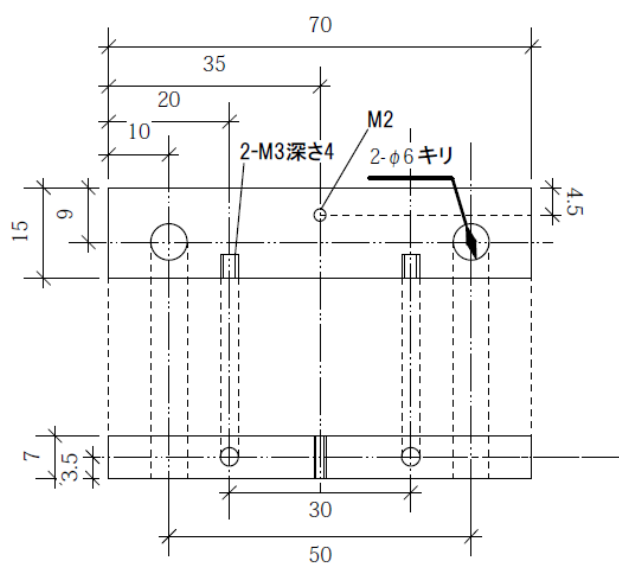
2016.01.03	尺度	底面 フランジ
	1:2	
首都大学東京 理工学研究科 042-677-2497	三角法	





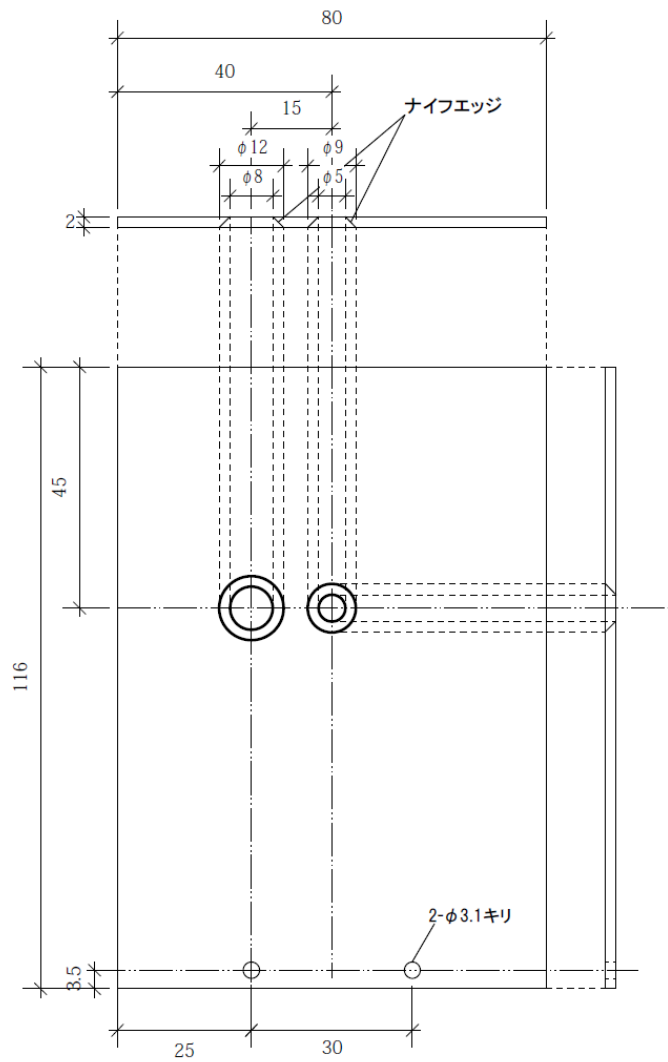
材質: SUS

2016.01.03	尺度	アパーチャ1
	1:1	
首都大学東京 理工学研究科 042-677-2497	三角法	1個



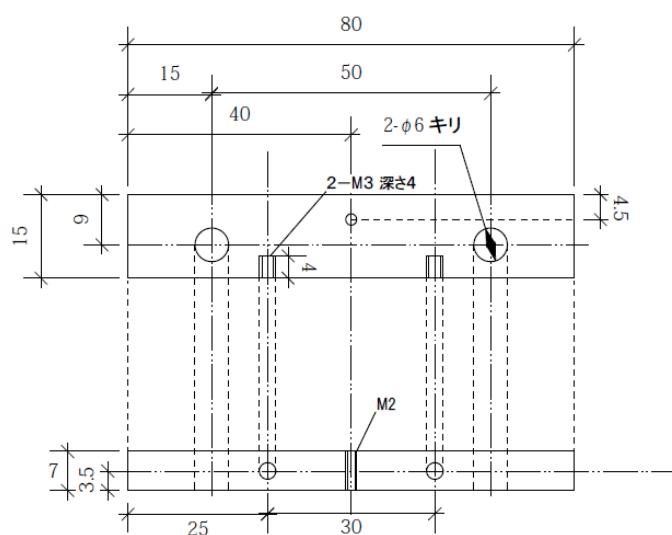
材質: SUS

2016.01.03	尺度	アパーチャ1 土台
	1:1	
首都大学東京 理工学研究科 042-677-2497	三角法	1個



材質: SUS

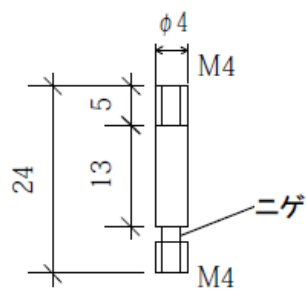
2016.01.03	尺度	アパーチャ2
	1:1	
首都大学東京 理工学研究科 042-677-2497	三角法	1個



材質: SUS

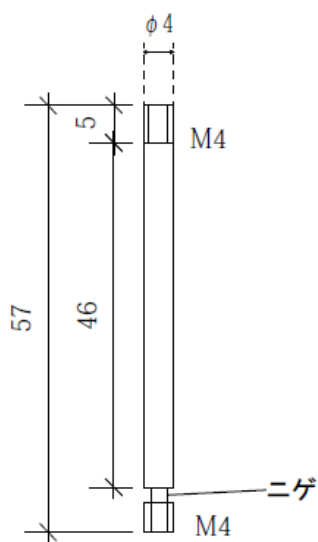
2016.01.03	尺度	アパーチャ2 土台
	1:1	
	三角法	1個

首都大学東京  
理工学研究科  
042-677-2497



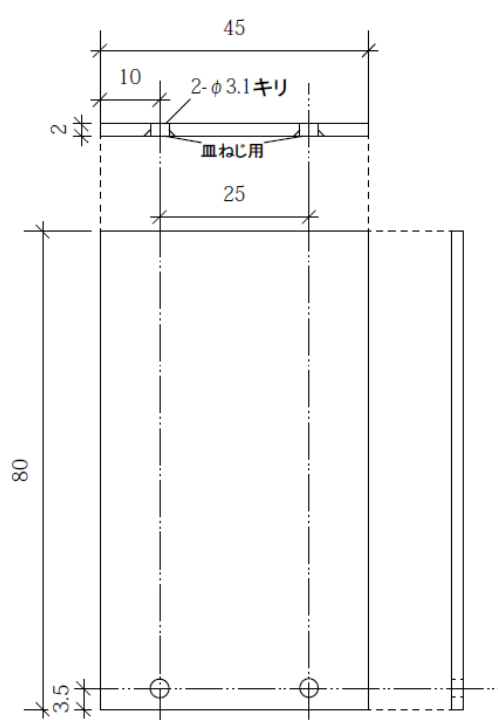
材質:SUS

2016.01.03	尺度	支柱
	1 : 1	
首都大学東京 理工学研究科 042-677-2497	三角法	4個



材質: SUS

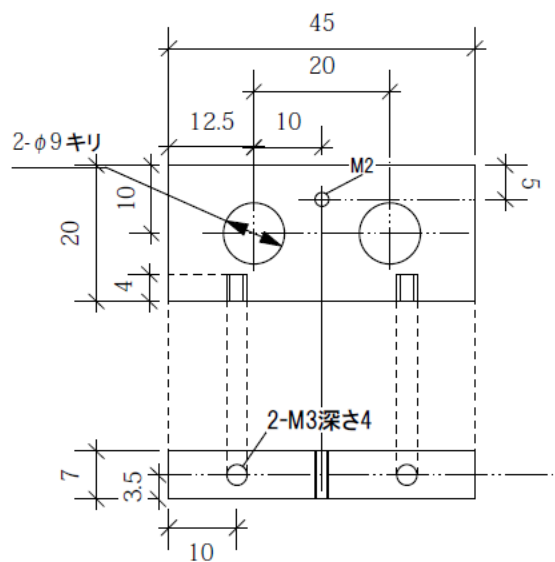
2016.01.03	尺度	支柱2
	1 : 1	
首都大学東京 理工学研究科 042-677-2497	三角法	4個



スベテノ角ヲ丸メテクダサイ

材質：SUS

2016.01.03	尺度	電極
	1 : 1	
首都大学東京 理工学研究科 042-677-2497	三角法	2個



材質: SUS

スベテノ角ヲ丸メテクダサイ

2016.01.03	尺度	電極-土台
	1:1	
首都大学東京 理工学研究科 042-677-2497	三角法	2個





# 謝辞

本研究室に配属されてから修士における2年間、本研究を進めるにあたって、多くの方にお世話になりました。本当にありがとうございます。都合上、一部の方になりますがこの場を借りて感謝の意を表させていただきます。

## ◎田沼さん

自らの成果がないにも関わらず、発表する場を沢山提供して頂いたことは、今後の私の人生において大きな財産となりました。本当にありがとうございます。そんな中で研究をなかなか進めることができず申し訳ありませんでした。これから断面積の絶対値、分光実験における論文がより多く世に出ることを願っています。また、提出書類や Poster の修正等で夜遅くまで付き合って頂き、ありがとうございました。度々自らの文章力の無さを痛感したので、これからも精進したいと思います。

最近、身体の不調を度々おっしゃっていましたが、研究等で思うようにはいかないとは思いますが、どうかお体にお気をつけください。

## ◎古川さん

原子物理の知識から発表のノウハウ、料理の知識まで様々なことを教えて頂き、本当にありがとうございます。私が実験している際に、古川さんが卒研希望の学生に向けて ECR の説明をしていることを聞き、説明能力の重要性を感じたことを覚えています。また、核物理の視点から見た誤差の知識は、この研究室において重要なものであると感じていました。今後、これら知見を活かして Ring における成果や論文がより多く世に出ることを願っています。夜遅くまで残っているのを度々拝見しますので、どうかお体にお気をつけください。

## ◎ ECR の皆様

沼館さんには ECR の使い方から真空技術まで、ほとんどの部分を教えていただきました。本当にありがとうございます。また分からないことが多く、沢山迷惑をおかけしたと思います。申し訳ありませんでした。

後輩の島田君、阿久津君には、私の説明能力の無さから多々迷惑をかけてしまったと思います。そんな中でも、私の実験装置の組み立てを連日手伝ってくれたことには本当に感謝して

います。沼舘さんは博士課程の修了。島田君はこれからの就活と研究。阿久津君は他の研究室で新たな分野について学ぶことと思いますが、皆様の今後の活躍に期待しています。

◎学生の皆様

私がこのような気持ちで卒業できるのは、一番多くの時間を過ごしたであろう他でもない学生の皆様のおかげだと思っています。特に、同期である小林、山崎は、就活や修論発表など様々な場面で助けられました。また、自らあまり話さない私にとって、研究室の皆の話し声は、気が付けば研究の合間の一つの楽しみとなっていたと思っています。本当にありがとうございました。皆様に関しては、これから各々の研究の成果がより多く世に出ることを願っております。顔を出した際には、時間があればお酒のお供よろしく申し上げます。

## 参考文献

- [1] T. A. Carlson *et al.*, At. Data **2** 63(1970).
- [2] W. Lotz *et al.*, Opt. Soc. Am. **58** 915(1968).
- [3] B. L. Schram *et al.*, Physica **32** 184(1966).
- [4] P. Briand *et al.*, Nucl. Instrum Methods **127** 441(1975).
- [5] R. Geller , IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-23** 904(1976).
- [6] E. D. Donets , USSR Inventor's Certificate No.248860 (1967); Byull. OIPOTZ **No.23** 65(1969).
- [7] E. D. Donets , IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-23** 897(1976).
- [8] Giacconi. R *et al.*, ApJ **551** 624(2001).
- [9] Y. Tanaka *et al.*, Space Sci. Rev. **20** 815(1977).
- [10] D. McCammon and Wilton T. Sanders , ARAA **28** 657(1990).
- [11] S. L. Snowden *et al.*, ApJ **424** 714(1994).
- [12] T. E. Cravens *et al.*, Science **296** 1042(2002).
- [13] T. E. Cravens *et al.*, Science **532** L153(2000).
- [14] R. Fujimoto *et al.*, PASJ **59** S133(2007).
- [15] S. L. Snowden *et al.*, ApJ **610** 1182-1190(2004).
- [16] S. Katsuda *et al.*, ApJ **730** 24(2011).
- [17] J. Liu *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **415** L64-68(2011).
- [18] J. B. Greenwood *et al.*, ApJ **63** 062707(2001).
- [19] K. Ishii *et al.*, Phys. Rev. A **70** 042716(2004).
- [20] I. N. Draganic *et al.*, Phys. Rev. A **83** 054701(2011).
- [21] P. Beiersdorfer *et al.*, Science **300** 1558(2003).
- [22] 石田 卓也 , 修士論文 (2012).
- [23] 島谷 紘史 , 修士論文 (2014).
- [24] H. Ryufuku *et al.*, Phys. Rev. A **21** 745-750(1980).
- [25] A. Bárány *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **9** 397-399(1985).
- [26] A. Niehaus , Nucl. Instrum. Methods B **31** 359-366(1988).
- [27] L. Liu *et al.*, JPB **45** 015202(2011).

- [28] H. Tanuma *et al.*, J. Chin. Chem. Soc. **48** 389-394(2001).
- [29] N. Selberg *et al.*, Phys. Rev A **54** 4127(1996).
- [30] Private communication.
- [31] T. Iwai *et al.*, Phys. Rev. A **26** 105(1982).
- [32] D. Dijkkamp *et al.*, J. Phys. B **18** 737(1985).
- [33] A. Muller *et al.*, Phys. Lett. A **62** 391-394 (1977).
- [34] A. Muller *et al.*, Phys. Lett. A **70** 410-412(1979).
- [35] M. Kimura *et al.*, J. Phys. B **28** L643(1995).